

N^o D'ORDRE :
2413
SÉRIE A : N^o 1547

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

G. E. MONOD-HERZEN

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES NEUTRONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **2 AVRIL 1935** devant la Commission d'examen

MM. JEAN PERRIN *Président.*

CH. MAUGUIN
F. PERRIN } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1935

N^o D'ORDRE :
2413
SÉRIE A : N^o 1547

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

G. E. MONOD-HERZEN

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES NEUTRONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Avril devant la Commission d'examen

MM. JEAN PERRIN	<i>Président.</i>
CH. MAUGUIN	} <i>Examineurs.</i>
F. PERRIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1935

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen C. MAURAIN, Professeur, Physique du globe.

Professeurs honoraire

H. LE CHATELIER.	LÉON BRILLOUIN.	AUGER.
H. LEBESGUE.	GOURSAT.	BLAISE.
A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
Émile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
		MOUTON.

PROFESSEURS

G. BERTRAND.....	T Chimie biologique.	A. DUFOUR.....	T Physique. P. C. B.
M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	A. GUILLIERMOND.	T Botanique. P. C. B.
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
H. ABRAHAM.....	T Physique.	ROBERT-LÉVY....	Zoologie.
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
M. MOLLIARD.....	T Physiologie végétale.	Henri VILLAT....	T Mécanique des fluides et applications.
L. LAPICQUE.....	T Physiologie générale.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
E. VESSIOT.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	M. FRÉCHET.....	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	E. ESCLANGON....	T Astronomie.
Charles FABRY....	T Enseignement de physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.
Charles PÉREZ....	T Zoologie.	H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
Léon BERTRAND..	T Géologie structurale et géologie appliquée.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
P. PORTIER.....	T Physiologie comparée.	PAUTHENIER.....	Physique. P. C. B.
E. RABAUD.....	T Biologie expérimentale.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	CHÉRIEN.....	Optique appliquée.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et théorie des transformations.	P. JOB.....	Chimie générale.
P. WINTREBERT..	T Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	PRENANT.....	Zoologie.
O. DUBOSQ.....	T Biologie maritime.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	BOHN.....	Zoologie. P. C. B.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	COMBES.....	Botanique.
A. MICHEL-LÉVY.	Pétrographie.	GARNIER.....	Calcul différentiel.
H. BÉNARD.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	PÉRES.....	Mécanique des fluides.
A. DENJOY.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	HACKSPILL.....	Chimie. P. C. B.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
Eugène BLOCH....	T Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
G. BRUHAT.....	Physique.	M. CURIE.....	Physique. P. C. B.
E. DARMOIS.....	Physique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
A. DEBIERNE.....	T Physique générale et Radioactivité.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
		GAULT.....	Chimie. P. C. B.
		CROZE.....	Physique.
		DUPONT.....	T Théories chimiques.
		LANQUINE.....	Géologie.
		VALIRON ..	Mathématiques Générales.

Secrétaire..... A. PACAUD
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK



CETTE THÈSE EST DÉDIÉE

A MES MAITRES

A MES PARENTS

A MES AMIS

*qui, par leur affection et leurs connaissances
ont rendu possible sa joyeuse réalisation.*

19 1911
1911

RECHERCHES SUR LES NEUTRONS

Par G. E. MONOD-HERZEN

INTRODUCTION

Cette Introduction esquisse un tableau schématique de nos connaissances actuelles sur le neutron. Les trois parties qui la composent sont consacrées :

- 1^o A l'histoire de la découverte du neutron ;
- 2^o Aux études théoriques sur le neutron ;
- 3^o A ses principales propriétés expérimentales.

Les éléments de ce résumé ont été pris dans les travaux mentionnés dans la bibliographie publiée en appendice.

Historique de la découverte du neutron.

En 1915, W. D. Harkins ⁽¹⁾, prévoit l'existence possible du neutron, à propos de la structure nucléaire du béryllium ; et le 12 avril 1920, le même auteur décrit les propriétés essentielles que l'on peut prévoir pour ce corpuscule. Le 3 juin de la même année, de façon toute indépendante, Rutherford ⁽²⁾ fait la même hypothèse et les mêmes prédictions.

Le neutron ainsi prévu doit pouvoir aisément pénétrer les atomes et s'unir à leurs noyaux, soit pour s'y intégrer tel

⁽¹⁾ W. D. HARKINS, *Journ. Am. Chem. Soc.*, **24**, p. 1965 et *Phys. Rev.*, **38**, p. 1270.

⁽²⁾ E. RUTHERFORD, *Proceeding of the R. S.*, **97**, p. 374.

quel, soit en provoquant l'émission d'un proton, ou celle d'un électron ou même celle de ces deux particules simultanément.

Dix ans plus tard, G. Fournier ⁽¹⁾ croit possible d'obtenir une émission de neutrons en bombardant au moyen d'ions rapides, certains noyaux atomiques. La même année, Bothe et Becker ⁽²⁾ constatent que l'intensité du rayonnement pénétrant émis par des éléments légers soumis à l'action des rayons α du polonium varie beaucoup avec l'élément utilisé, un maximum très grand correspondant au béryllium,

Ces expériences sont reprises en 1931 et 1932 ⁽³⁾ par F. Joliot et I. Curie qui découvrent que ce rayonnement est capable de projeter avec des énergies de l'ordre du million d'électron-volts des noyaux d'hydrogène.

Un mois après, Chadwick ⁽⁴⁾ montre que les difficultés considérables que l'on éprouve en voulant expliquer les propriétés de ce rayonnement comme s'il s'agissait d'un rayonnement électro-magnétique, disparaissent quand on admet qu'il est composé de neutrons animés d'une vitesse suffisante.

Cette hypothèse fut très vite acceptée, et vers la fin de 1932, Bothe et Becker ⁽⁵⁾ reprenant leurs expériences de 1930, prouvent que leurs appareils étaient alors uniquement sensibles aux rayons γ émis en même temps que les neutrons par les éléments bombardés.

C'est dire que les expériences de F. Joliot et I. Curie, bien que déterminées par celles de Bothe et Becker, ont été les premières ayant porté sur des neutrons, et que Chadwick a été le premier à en donner une interprétation correcte.

(1) G. FOURNIER, *Journ. de Physique*, 7, p. 194.

(2) W. BOTHE und H. BECKER, *Z. für Phys.*, 66, p. 289.

(3) *Comptes rendus*, 193, pp. 1412 et 1415 et 194, pp. 273 et 708.

(4) J. CHADWICK, *Nature*, 129, p. 312.

(5) *Naturwiss*, 20, p. 757.

Le neutron théorique.

Le neutron mathématique. — Les essais faits jusqu'à présent pour construire théoriquement un neutron auquel il soit possible d'appliquer les ressources de l'analyse mathématique ont considéré ce corpuscule soit comme un doublet [Langer et Rosen ⁽¹⁾, Solomon ⁽²⁾], soit comme un ensemble neutre à symétrie sphérique [Destouches ⁽³⁾, Braunbeck ⁽⁴⁾], soit enfin comme une particule douée seulement d'une masse et d'un moment magnétique [Elsasser ⁽⁵⁾].

Si les calculs ont permis de retrouver les propriétés déjà connues des neutrons, elles ont conduit à des résultats qui ne sont ni assez féconds pour l'expérimentateur ni assez décisifs pour permettre de choisir entre les hypothèses proposées.

Le neutron nucléaire. — Si, au lieu de voir dans le neutron un assemblage de propriétés physiques élémentaires à soumettre au calcul, on le considère comme un élément des noyaux atomiques dont le rôle peut expliquer les propriétés, on se trouve devant deux lignes possibles de recherches selon que l'on dirige son attention sur les rapports de parenté pouvant exister entre les noyaux, ou sur la stabilité de leur édifice.

La première direction conduit à grouper tous les isotopes connus des éléments en un petit nombre de familles, de telle sorte que dans chacune d'elles chaque noyau dérive du précédent par une transformation analogue à celles que l'on rencontre dans les familles radioactives. C'est pour pouvoir

(1) R. M. LANGER and W. ROSEN, *Phys. Rev.*, **37**, p. 1579, 1931.

(2) J. SOLOMON, *Journ. de Phys.*, **7**, p. 210, 1933.

(3) J. M. DESTOUCHES, *Comptes rendus*, **194**, p. 1909, 1932.

(4) W. BRAUNBECK, *Z. für Phys.*, **77**, p. 534, 1932.

(5) N. W. ELSASSER, *Comptes rendus*, 1934.

effectuer ce groupement que G. Fournier avait été amené à considérer le neutron comme un constituant nécessaire des noyaux atomiques. Malgré ce résultat, ce genre de recherches a surtout fourni des classements commodes pour les noyaux atomiques connus.

Ces classements aboutissent à l'attribution, à chaque espèce nucléaire, d'un certain nombre de particules élémentaires. C'est, au contraire, de ce bilan que part la seconde catégorie de recherches théoriques sur le neutron, où l'on s'efforce, en groupant des corpuscules connus, de reconstituer des noyaux ayant les propriétés que l'expérience révèle. Celles-ci ne sont pas nombreuses : la principale est la masse. Viennent ensuite le spin, le nombre d'isotopes possibles et la stabilité.

La plus importante théorie du noyau qui considère le neutron comme un composant élémentaire est due à Heisenberg ⁽¹⁾ qui se propose de construire tous les noyaux avec des protons en nombre égal à la charge nucléaire, unis au nombre voulu de neutrons pour obtenir la masse du noyau considéré. Heisenberg lie alors la stabilité du noyau au rapport de ces deux quantités, et la possibilité d'émission β à la parité des nombres qui les représentent. Les résultats qualitatifs ainsi obtenus sont remarquables et divers auteurs ont cherché à les compléter, notamment Iwanenko et Gapon ⁽²⁾ qui ont voulu en déduire les spins et les pertes de masse des noyaux.

L'hypothèse d'Heisenberg a été jointe par Elsasser et Guggenheimer ⁽³⁾ à l'idée de J. H. Bartlett ⁽⁴⁾ qui pensait que les éléments constitutifs des noyaux y étaient rangés en couches

⁽¹⁾ W. HEISENBERG, *Z. fur Phys.*, 77, p. 1 ; 78, p. 156 et 80, p. 587, 1932.

⁽²⁾ E. N. GAPON, *Z. fur Phys.*, 79, p. 676, 1932 et D. IWANENKO, *Comptes Rendus*, 195, p. 439, 1932.

⁽³⁾ *Journ. de Phys.*, 5, pp. 253 et 389, 1934.

⁽⁴⁾ J. H. BARTLETT, Jr. *Nature*, 130, p. 165, 1932.

semblables à celles des électrons périphériques des atomes.

Les recherches faites dans cette voie ont permis de coordonner à partir d'hypothèses simples, un grand nombre de faits, mais la complication des calculs de spins qu'elles suggèrent ⁽¹⁾ rend difficile son développement dans ce sens, tandis qu'elle offre de belles perspectives pour les recherches sur la stabilité nucléaire.

Les neutrons libres. — Dès 1931, plusieurs physiciens ⁽²⁾ avaient supposé que le rayonnement cosmique pouvait contenir une proportion notable de neutrons.

D'autre part, il est commode ⁽³⁾ d'invoquer l'action d'une « pluie » de neutrons animés de grandes vitesses pour expliquer la rareté des gaz inertes : ceux-ci, primitivement abondants, auraient été « fauchés » par ce bombardement qui aurait donné naissance, par transmutation, aux éléments alcalins, alors que les restes seuls des gaz initiaux resteraient dans notre atmosphère.

Aussi est-il naturel de rattacher à ces hypothèses le fait, constaté par Locher ⁽⁴⁾, que des trajectoires ionisantes identiques à celles que provoquent les neutrons apparaissent dans les chambres de détente des appareils Wilson en l'absence de toute source de neutrons. L'explication de ce fait ne peut être fournie avec certitude, à cause surtout des contaminations radioactives inévitables.

Le neutron expérimental.

Production de neutrons. — Rutherford ayant supposé, en 1920, que le neutron était une sorte d'hydrogène condensé,

⁽¹⁾ E. GWYNNE-JONES, *Nature*, **130**, p. 580, 1932.

⁽²⁾ Cf. *Phys. Rev.*, **38**, p. 2292, **39**, pp. 403 et 864.

⁽³⁾ W. H. ELSASSER et GUGGENHEIMER, *Comptes Rendus*, **197**, p. 1627, 1933.

⁽⁴⁾ C. L. LOCHER, *Phys. Rev.*, **44**, p. 779, 1933.

croyait que sa présence pourrait être décelée lors de décharges électriques dans l'hydrogène, où sont présents à la fois et en grand nombre, protons et électrons. L'année suivante, Glasson ⁽¹⁾ essaya, sans succès, de vérifier cette prédiction.

Le moyen le plus simple de libérer des neutrons consiste à décomposer des deutons, soit par effet photo-électrique ⁽²⁾, soit par choc sur des éléments quelconques ⁽³⁾ : ce dernier procédé permet de réaliser les plus puissantes sources de neutrons que nous possédions. Néanmoins la complication technique de l'appareillage qu'elle exige lui fait préférer l'usage de béryllium bombardé par les rayons α du polonium (si l'on veut éviter de subir l'action des rayons γ) ou du dépôt actif de l'émanation du radium.

D'autres éléments peuvent être substitués au béryllium, mais tous ne donnent pas naissance à l'effet cherché. Chadwick ⁽⁴⁾ fait remarquer, à ce sujet, que si la réaction peut schématiquement s'écrire ⁽⁵⁾ :



étant donné que pour tous les éléments autres que H on a :

$$M \geq 2Z,$$

on doit avoir aussi :

$$M + 3 \geq 2(Z + 2),$$

ou :

$$M \geq 2Z + 1,$$

ce qui revient à dire que les atomes pour lesquels :

$$M = 2Z,$$

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, **42**, p. 596, 1921.

⁽²⁾ J. CHADWICK et M. O. GOLDBERGER, *Nature*, **134**, p. 247.

⁽³⁾ H. R. CRANE, C. C. LAURITSEN et A. SOLTAN, *Comptes Rendus*, **197**, p. 913, 1933.

⁽⁴⁾ *Proc. Roy. Soc.*, **142** p. 1, 1933.

⁽⁵⁾ Nous avons placé, dans ce travail les indices à droite des lettres : les décisions du Conseil Solvay ne nous sont parvenues qu'après l'impression.

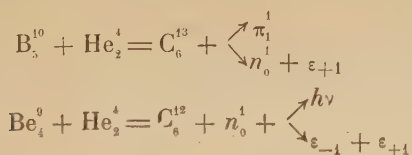
ne pourront pas émettre de neutrons selon le mécanisme représenté plus haut. C'est, en particulier, le cas de Li^6 , Be^8 et B^{10} .

Le rayonnement émis est complexe.

Il comporte d'abord une certaine proportion de rayons γ , dans tous les cas, auxquels peuvent s'ajouter des protons (F, Na, Al), des positons (B, Al). Les neutrons émis ne forment pas toujours un rayonnement homogène : dans le cas de Be on y distingue au moins trois bandes bien distinctes dont les énergies sont de 0,1 ; 4,5 et 7,8 MeV.

On voit donc que le schéma donné plus haut n'est qu'une approximation pouvant être assez grossière du mécanisme réel de production.

Parmi les schémas proposés pour rendre compte de l'émission de protons ou de positons, notons les deux suivants dus à M. et Mme Joliot-Curie (¹). Ils supposent que la réaction peut se terminer selon deux modes distinctes et équivalents,



Réactions qui admettent comme conséquence le caractère composé du proton et la possibilité d'une conversion interne d'un photon en un couple d'électrons de signes contraires.

Rendement des réactions. — La connaissance du rendement de ces réactions permettrait, par la mesure du nombre des rayons de recul produit dans un gaz connu, d'évaluer le diamètre de choc des neutrons. Cette méthode a été utilisée par Meitner et Philip (²).

(¹) *Comptes Rendus*, 197, p. 237, 1933.

(²) *Naturwiss.*, 20, p. 929, 1932.

Elle est fort incertaine, car nous connaissons mal les énergies des particules émises et nous ignorons quelles transformations les noyaux ont pu subir avant leur émission : ainsi le fluor bombardé par les rayons α du polonium, émet non seulement des neutrons, mais des protons et des positons, ce qui confirme la complexité du processus.

Bilans énergétiques. — Les schémas que nous venons de voir veulent être exacts au point de vue corpusculaire, mais ne le sont sûrement pas du point de vue énergétique. Pour obtenir un bilan énergétique correct — en supposant exacte l'équation proposée — il faut y introduire les énergies rayonnantes et cinétiques mises en jeu.

Dans le cas d'une émission de neutrons après capture d'une particule α on peut écrire :

$$M_0 + \alpha + \frac{W_\alpha}{c^2} = M_1 + n + \frac{W_{M_1}}{c^2} + \frac{W_n}{c^2} + \sum \frac{h\nu}{c^2}.$$

On se sert généralement d'une telle équation pour calculer la masse n du neutron. On lui joint alors celle que fournit la conservation des quantités de mouvement :

$$\vec{\alpha v_\alpha} = \vec{M'v'} + n\vec{v_n} + \sum \frac{\vec{h\nu}}{c}.$$

Les masses M_0 , M_1 et α sont connues ainsi que l'énergie w_α des particules incidentes, et leur vitesse v_α . L'ensemble des rayonnements électromagnétiques $\Sigma h\nu$ peut généralement être analysé. Donc la mesure de la masse du neutron n dépend de la connaissance de son énergie w_n : c'est aux effets mécaniques du neutron qu'il faudra s'adresser pour la connaître, et notamment à l'étude des chocs des neutrons contre des noyaux de corps gazeux. En effet, l'ionisation directe d'un gaz par les neutrons ne peut être utilisée : elle

est au maximum de l'ordre d'une paire d'ions par mètre de parcours (1).

L'absorption des neutrons par des écrans matériels est un phénomène trop complexe et mal connu pour servir à des mesures d'énergie. Non seulement le coefficient d'absorption varie avec la matière dont est fait l'écran, mais encore avec la vitesse des neutrons. Et Fermi a montré récemment (2) que des neutrons très lents pouvaient être capturés avec une grande facilité par certains noyaux : il y aurait là un effet de « résonance nucléaire » augmentant énormément le coefficient d'absorption (3).

Néanmoins la distance de choc du neutron varie sensiblement comme le numéro atomique de l'élément frappé (4). Pour Pb, elle est de $5 \cdot 10^{-13}$ environ (5).

Si l'on examine de plus près l'absorption des neutrons, on constate que la diffusion y joue un rôle très important. Les neutrons sont fortement diffusés par les éléments lourds, moins par les éléments légers. Les substances hydrogénées les absorbent et les ralentissent (6).

On voit que toutes les propriétés du neutron en mouvement dépendent des lois selon lesquelles ils heurtent les noyaux atomiques. C'est la connaissance précise des modalités de ce phénomène qui est nécessaire à l'explication de toutes les propriétés dont nous venons de parler.

Choc des neutrons et des noyaux. — L'examen, dans une chambre de Wilson, des trajectoires d'atomes heurtés par

(1) P. I. DEE, *Proc. Roy. Soc.*, **136**, p. 727, 1932.

(2) *La Ricerca scientifica*, oct., nov. 1934.

(3) H. BETHE and R. PEIERLS, *Quantum theory of the diplon. Proc. R. S.*, **148**, p. 146, 1935.

(4) T. W. BONNER, *Phys. Rev.*, **43**, p. 871, et **44**, p. 235, 1933.

(5) J. THIBAUD et F. DUPRÉ LA TOUR, *Comptes Rendus*, **194**, p. 1647, 1932.

(6) D. E. LEA, *Nature*, **133**, p. 24, 1934.

des neutrons, permet l'étude détaillée du choc des neutrons sur les noyaux du gaz utilisé.

On constate ainsi que le choc peut se faire avec ou sans capture ⁽¹⁾, avec ou sans transmutation ⁽²⁾. Les transmutations avec captures, prévues par Rutherford, ont été étudiées par Fermi et ses collaborateurs en utilisant la radioactivité d'une partie des corps produits. Ils ont constaté que les neutrons ralentis par passage à travers une substance riche en hydrogène étaient beaucoup plus actifs que les neutrons provenant directement de la source. Cet effet Fermi caractérise les neutrons lents comme l'effet Joliot-Curie caractérise les neutrons rapides.

Par la même voie, Mme et M. Joliot-Curie ont obtenu des atomes doués d'un nouveau type de radioactivité : une émission de positons ⁽³⁾.

Ils avaient déjà obtenu des corps actifs émettant des positons, mais par actions des rayons α : ce sont ces expériences qui déterminèrent celles de Fermi.

Pour pouvoir utiliser l'étude du choc d'un neutron contre un noyau atomique à la détermination de l'énergie du neutron, il faut connaître la nature de la particule projetée et pouvoir déduire des conditions géométriques du choc l'énergie du rayon de recul. Cela suppose connus le potentiel d'interaction et la loi reliant le parcours du rayon de recul à son énergie.

En ce qui concerne l'identification des noyaux projetés, elle n'a été faite directement — par mesure du rayon de courbure de leur trajectoire dans un champ magnétique — que pour le seul cas des noyaux d'hydrogène ⁽⁴⁾.

⁽¹⁾ N. FEATHER, *Proc. Roy. Soc.*, **136**, p. 709, 1932.

⁽²⁾ E. FERMI, *Nature*, **133**, p. 757. *Il Nuovo cimento*, numéro de juillet 1934.

⁽³⁾ I. CURIE, F. JOLIOT et P. PREISWERK, *Comptes Rendus*, **198**, p. 2089, 1934.

⁽⁴⁾ P. AUGER, *Comptes Rendus*, **194**, p. 877, 1932.

La loi de choc a été supposée *à priori* être celle du choc élastique sans frottement, sans que cette hypothèse ait été vérifiée, et cela malgré des expériences de Kurie ⁽¹⁾ qui semblent s'y opposer.

Enfin la loi liant l'énergie d'un ion à son parcours est très mal connue dès que le parcours n'a pas lieu dans l'air. Les meilleures mesures concernent les protons projetés dans l'hydrogène : leur précision ne dépasse pas 7 o/o.

Ces incertitudes se répercutent sur toutes les évaluations des grandeurs qui sont attachées au neutron, et en particulier sur celles de sa masse que les meilleures évaluations donnent comme égale à $1,009 \pm 0,001$.

(1) F. N. D. KURIE, *Phys. Rev.*, **44**, p. 465, 1933.

CONCLUSIONS

But de ce travail.

Les principaux problèmes posés actuellement par l'existence du neutron se ramènent à deux groupes : l'un comprend tout ce qui concerne le neutron en mouvement, et la question du choc des neutrons contre les noyaux y joue un rôle central ; l'autre a trait au neutron nucléaire, facteur de l'équilibre et de la structure des noyaux atomiques.

C'est en raison de son importance et des incertitudes qui l'entourent que le problème du choc des neutrons a été choisi comme principal sujet de ce travail. Pour pouvoir fournir aux théoriciens des données utilisables avec quelque raison, nous l'avons limité au cas des rencontres de neutrons et de protons, seul cas où l'identité des particules projetées ait été directement déterminée, et où l'énergie de ces particules puisse être évaluée avec une précision suffisante.

Ayant dû, pour interpréter les résultats des expériences, choisir une valeur définie pour la masse du neutron, un chapitre a été consacré à justifier le choix qui a été fait et à en indiquer les conséquences au point de vue de la structure des noyaux et du rôle joué dans ce domaine par les neutrons.

CHAPITRE PREMIER

Méthode et appareillage.

Choix de la méthode. — Deux méthodes ont été principalement utilisées pour l'étude des neutrons : la méthode des compteurs à amplification proportionnelle ; et celle des trajectoires de brouillard, ou méthode de Wilson.

La première enregistre toutes les trajectoires suffisamment ionisantes produites pendant la durée de l'expérience. On peut dire qu'elle possède de ce fait un « rendement » élevé. Mais si elle permet d'évaluer le nombre de paires d'ions produites par chaque particule ionisante, par contre, elle ne permet pas de distinguer une trajectoire courte, mais à forte ionisation, d'une trajectoire longue, mais moins ionisée. Enfin les mesures des angles sous lesquels les particules ionisantes sont émises, par rapport à une direction choisie, sont aussi difficiles avec cette méthode que l'évaluation de leurs parcours.

La méthode des détentes en atmosphère humide, où chaque particule ionisante inscrit sa trajectoire sous forme d'une suite de gouttelettes liquides, présente des avantages et des inconvénients qui en font le complément de la méthode des compteurs.

En effet, son « rendement » est faible : le temps utile, pendant une détente, ne dépasse pas un centième de seconde, et les appareils utilisés permettent en général d'obtenir au plus quatre détentes à la minute. Par contre, chaque trajectoire est connue individuellement aussi bien du point de vue géométrique de sa forme et de sa situation, qu'au point de vue de son intensité d'ionisation. Par là, cette méthode est la seule qui permette d'analyser de façon précise et détaillée le choc ayant donné naissance au rayon de projection.

Cette méthode a été utilisée pour ce travail sous la forme semi-automatique décrite par Pierre Auger dans sa thèse ⁽¹⁾. On sait que l'appareil se compose essentiellement d'une chambre à détente éclairée par une étincelle de décharge de condensateurs passant dans deux lampes à vapeur de mercure. La détente et la fermeture du circuit électrique d'éclairage sont commandés par la chute d'un levier pesant, ce qui permet de régler exactement l'intervalle de temps séparant ces deux moments. Deux appareils photographiques placés symétriquement au-dessus de la chambre avec leurs axes rectangulaires donnent du phénomène observé des paires de clichés permettant, par les méthodes de la géométrie descriptive, la mesure des angles et des longueurs.

Quelques modifications ont été apportées au dispositif premier au cours de ce travail.

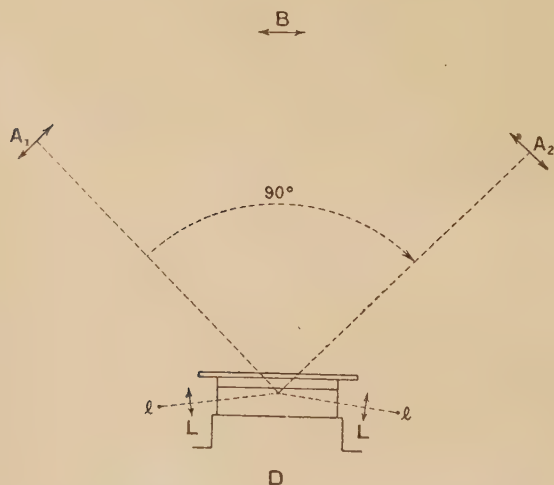


Fig. 1. — Disposition schématique de la chambre de détente D, des lampes *l* et des appareils photographiques A₁, A₂ et B.

⁽¹⁾ *Annales de Physique*, X^e série, 2, p. 183, 1926.

Les appareils photographiques. — Ils sont au nombre de trois, deux étant montés comme il vient d'être dit, tandis que le troisième est placé verticalement au-dessus de la chambre. Il est utilisé chaque fois que le nombre seul des rayons est important, et notamment pour la mesure du degré de contamination radioactive de la chambre.

La figure 1 schématise les positions relatives des lampes l avec leurs lentilles L , de la chambre D et des appareils photographiques A_1 , A_2 et B .

Chaque chambre noire comporte un magasin pouvant contenir 25 m. de film cinématographique de largeur standard — 35 mm. Un tambour débiteur denté, actionné à la main, permet de faire avancer le film de la longueur voulue avant chaque détente.

La chambre de détente. — La figure 2 en donne des vues schématiques en plan et en coupe. Elle se compose d'un cylindre de verre V surmonté d'un cylindre métallique M qui porte les robinets R , permettant de renouveler l'atmosphère de la chambre. Une plaque de verre est appliquée sur le cylindre M au moyen d'un anneau métallique N que des écrous et des tiges filetées non représentés sur la figure, relient au bâti de l'appareil. Ainsi le maximum de visibilité est assuré à l'intérieur de la chambre.

La source de neutrons peut être introduite dans la chambre dans un tube de laiton S scellé dans une ouverture percée dans l'anneau V .

Ces dispositifs permettent de faire varier la nature et la pression des atmosphères gazeuses, d'une part autour de la source, de l'autre dans la chambre de détente.

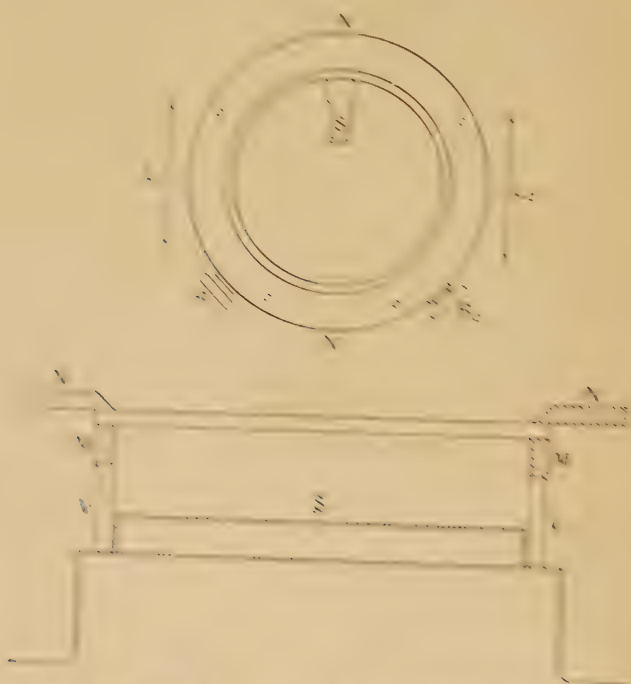


Fig. 1. — Plan et coupe de la chambre de rayons X.
L'échelle est indiquée pour le plan et pour la coupe. Le diamètre intérieur de la chambre est de 21 cm.
Les parties extérieures sont métalliques. L_1 et L_2 sont les régions des lampes d'éclairage.

L'observation des clichés. — L'observation des clichés est faite au moyen d'un appareil dont la figure 3 donne le schéma.

Il se compose de deux bobines B_1 et B_2 , entre lesquelles se déroule le film, sous l'action d'un tambour rotatif T dans les deux pignons dans les poutrelles marginales de la pellicule. Le tambour est mû par un moteur. Une transmission à courroie, non représentée sur le schéma, assure l'entraînement automatique du film sur B_2 .

Entre la bobine B_1 portant le film non encore observé, et le lambelet de deux rouleaux d'ébonite, r_1 , r_2 , obligent la pellicule à rester parallèle à une plaque de verre m portant sur son fond déposé un quadrillage au millimètre éclairé par une lampe l placée au-dessous.

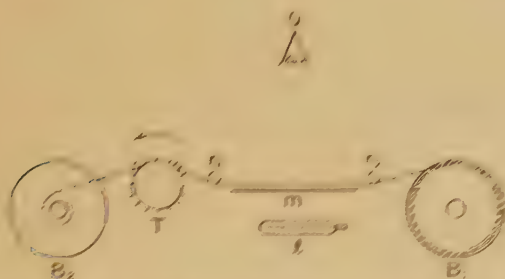


Fig. 2. — Schéma du dispositif d'observation des sélénites.
O est l'œil de l'observateur.

On peut aussi représenter, par rapport aux bords du cliché deux points centraux sur chaque trajectoire rectiligne observée.

Ces points sont reportés sur une feuille quadrillée au millimètre. On obtient par ce moyen des épures d'où l'on déduit rapidement les grandeurs cherchées avec une précision de l'ordre de 10 0/0.

CHAPITRE II

Les phénomènes observés.

Rayons longs et rayons courts. — Les clichés obtenus montrent des trajectoires d'aspects très différents selon le temps écoulé entre le passage de la particule et l'éclairage de la chambre et selon la vitesse du corps projeté. Si l'on néglige toutes les trajectoires floues, celles qui restent peuvent être réparties en deux catégories : les unes sont fines, traversent toute la chambre de détente et sont barbelées par des rayons δ . Les autres sont épaisses et parfois suffisamment courtes pour que leurs deux extrémités soient dans le gaz et visibles sur le cliché (Planche).

L'origine des trajectoires est le plus souvent sur les parois de la chambre de détente. Quand elle est dans le gaz, on y observe parfois un épaississement. L'extrémité des trajectoires courtes est parfois coudée : ce fait permet de déterminer, en l'absence de champ magnétique, en quel sens se déplaçait la particule ionisante. Dans le cas des trajectoires longues, la disposition des rayons δ peut fournir cette même indication.

Dans ce qui suit nous avons adopté les termes de *rayons longs* et *rayons courts* pour les deux types de trajectoires dont nous venons de parler, en caractérisant de la manière suivante chaque groupe :

- a) *Rayons longs* : caractérisés par la présence de rayons δ .
- b) *Rayons courts* : ayant leurs deux extrémités dans le gaz de la chambre de détente.

Ces définitions restreignent le nombre des clichés utilisables et obligent à de plus longues séries d'expériences, mais



Rayon long et rayon court.

La source est à droite du cliché, non visible sur la figure.

A droite rayon long : son origine, en bas à droite, est dans le gaz de la chambre de détente ; son extrémité, en haut à gauche, est sur le fond noir de cette chambre. Les directions des trajectoires d'électrons qui forment des barbelures le long de la trajectoire du proton indiquent en quel sens celle-ci a été parcourue. L'élargissement progressif du tracé est dû à la position oblique du rayon par rapport à la plaque sensible, qui ne permet qu'à l'origine d'être bien au point.

A gauche, en bas, rayon court typique.

elles augmentent de manière importante la précision des résultats.

Trajectoires spontanées. — Pour déterminer le degré de contamination radio-active de la chambre de détente, 1 500 paires de clichés ont été faites en l'absence de la source de neutrons. Plusieurs centaines de clichés simples ont été faits alors que la source de neutrons était éloignée de l'appareil de plus de 60 mètres. Les résultats ont été les mêmes dans tous les cas : la contamination, manifestée par des rayons longs partant des parois de la chambre de détente, n'a jamais atteint 3 o/o, mais 1 o/o des clichés porte la trace de rayons courts, identiques à ceux qui sont enregistrés quand la source de neutrons est en place, ayant des parcours voisins de 15 mm. dans l'hydrogène normal.

Ceci confirme les observations de Pierre Auger et Monod-Herzen ⁽¹⁾ et celles de Locher ⁽²⁾.

En remplaçant l'hydrogène précédemment utilisé par de l'argon, et en interrompant environ une seconde avant la détente le champ électrostatique établi normalement dans la chambre de détente, les ions produits pendant cette seconde restent assez près de leur lieu d'origine pour que leur présence soit décelée. Nous avons obtenu facilement les sphères signalées par divers expérimentateurs, mais sans qu'il soit possible de déterminer si elles étaient dues aux rayons courts fortuits dont les ions auraient subi une diffusion notable, ou à des trajectoires provenant des parois et n'ayant eu qu'un faible parcours.

Blackett ⁽³⁾ attribue ces sphères à la contamination radio-active, leur aspect ne correspondant pas à ce que la théorie

⁽¹⁾ *Comptes rendus.*, 197, p. 1406, 1933.

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, 44, p. 779, 1933.

⁽³⁾ BLACKETT, *La radiation cosmique*, Paris, Hermann, 2^e conf., § 1, 1935.

et l'expérience permettent de prévoir dans le cas où elles seraient dues à des chocs de neutrons.

Remarque. — Ces faits semblent venir renforcer l'idée de certains auteurs qui pensent que le rayonnement cosmique est formé en partie de neutrons, car nous ne connaissons pas, sur terre, de source naturelle de neutrons animés de vitesses suffisantes pour produire les trajectoires observées.

On pourrait être tenté de penser que les effets dont nous venons de parler sont dus à des neutrons tombant sur la terre d'une grande distance, puisque nous ne connaissons — à l'extérieur des noyaux atomiques — aucune force autre que la gravitation qui puisse accélérer un neutron. Cette hypothèse simple n'est pourtant pas acceptable.

En effet, un calcul connu indique comme vitesse d'un projectile tombant de l'infini sur la terre, la valeur :

$$v = 10^6 \text{ cm./sec.}$$

valeur cent fois trop faible pour permettre les effets observés.

Même en remplaçant l'attraction de la Terre par celle de l'ensemble du Système Solaire, la valeur trouvée pour v est dix fois trop faible. Donc, si l'on tient à donner comme cause accélératrice aux neutrons dont on observe les effets, la gravitation, on est conduit à invoquer l'attraction de la galaxie. Nous verrons au prochain chapitre que l'on peut se dispenser de cette hypothèse, en recherchant dans les noyaux atomiques la source des énergies observées, si l'on admet que les trajectoires spontanées dont nous parlons sont dues au choc de neutrons.

Trajectoires rétrogrades. — On distingue, soit par la direction des rayons δ , dans le cas des rayons longs ; soit par un coude à leur extrémité terminale, dans le cas des

rayons courts ⁽¹⁾, une certaine proportion de trajectoires qui ont été parcourues dans une direction qui fait avec la droite joignant le centre de la source à leurs origines, des angles plus grands que 90° .

Ces trajectoires, que nous appellerons *rétrogrades*, sont beaucoup plus rares parmi les rayons longs que parmi les rayons courts. Elles ne peuvent être dues à l'action d'aucune particule provenant de la source et dont le choc ait lieu avec conservation des quantités de mouvement.

⁽¹⁾ Pour les rayons courts, Pierre Auger a montré par l'action d'un champ magnétique, que certains d'entre eux se rapprochent de la source. Cf., *Jour. de Phys.*, 4, p. 719, 1933.

CHAPITRE III

Les statistiques et leurs interprétations.

Les statistiques.

Matériel employé et méthode. — 185 trajectoires se prêtant bien aux mesures ont été relevées sur 6 000 paires de clichés. Avec le montage utilisé les deux groupes de rayons sont d'importances équivalentes : 85 rayons rapides et 100 rayons lents.

La source utilisée était composée de béryllium métallique soumis aux rayons α d'une préparation de polonium, ou bien à l'action du dépôt actif de l'émanation de radium.

Les calculs ont été faits par les méthodes classiques de la géométrie descriptive à partir des épures sur lesquelles étaient reportées les données des clichés.

Les parcours ont été corrigés de manière à être évalués en centimètres dans l'hydrogène normal.

Les directions d'émission sont caractérisées par l'angle compris entre une droite joignant le centre de la source à l'extrémité de la trajectoire la plus rapprochée de la source, et cette trajectoire elle-même. C'est admettre que tous les protons projetés s'éloignent de la source, c'est donc négliger la diffusion des neutrons, dont l'effet est grand dans le cas des rayons courts : nous verrons justement que c'est en tenant compte de la diffusion que nous pourrions interpréter simplement les statistiques s'y rapportant.

Afin d'éliminer l'influence des fluctuations dans les valeurs mesurées, les répartitions angulaires (fig. 4 et 8) et celle des parcours des rayons courts (fig. 6) ont été établies par la

méthode des moyennes graphiques. Les courbes des fig. 5, 7, 9, 10, 11, 16, 17, sont établies au moyen des données expérimentales, directement.

Les rayons longs. — 15 o/o des trajectoires observées ont leurs origines dans le gaz de la chambre de détente ; dans les autres cas elles sont sur les parois. Les statistiques

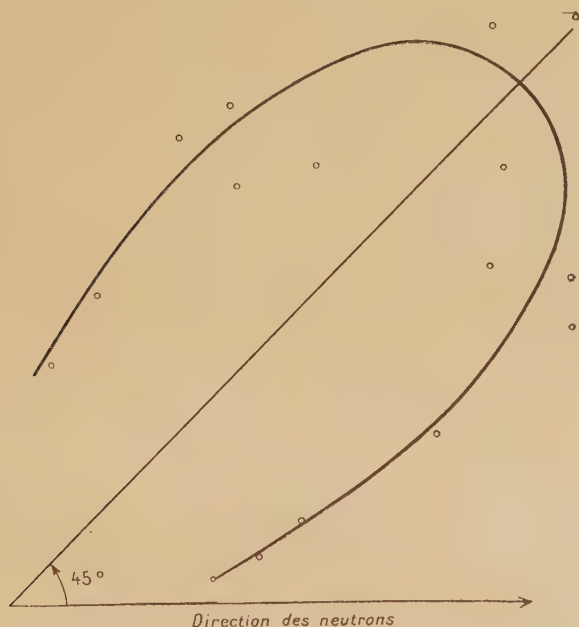


Fig. 4. — Répartition du nombre des protons rapides en fonction de leur direction d'émission.

partielles pour ces deux types étant semblables, elles ont été réunies.

Si on néglige la contamination, à laquelle sont dues moins de 3 o/o des trajectoires, on doit considérer les rayons longs comme les trajectoires de protons émis avec des énergies comprises entre 1 et 8 millions d'électronvolts.

La répartition du nombre de ces protons rapides en fonction de leurs directions d'émission est donnée par la figure 4. La courbe montre une symétrie qui apparaît encore mieux si on considère la courbe intégrale représentée figure 5 où l'ordonnée S est proportionnelle au nombre total des protons émis sous un angle inférieur ou égal à θ , θ étant l'abscisse correspondant à S .

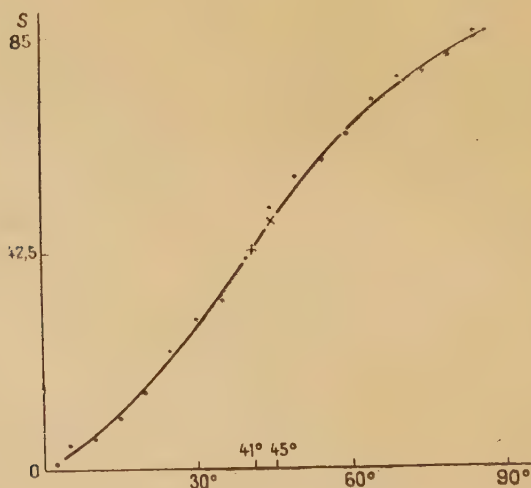


Fig. 5. — Courbe intégrale correspondant à la figure 4.

On voit que le maximum de la répartition représentée par la figure 4 correspond à $\theta = 45^\circ$ et que la courbe est sensiblement symétrique : l'angle de la bipartition étant de 41° , qui diffère de l'angle correspondant au maximum de 4° , quantité à peine égale à la valeur de l'erreur possible qui est de 10 o/o.

Les rayons courts. — La répartition du nombre des rayons courts en fonction de leurs parcours montre (fig. 6) qu'ils

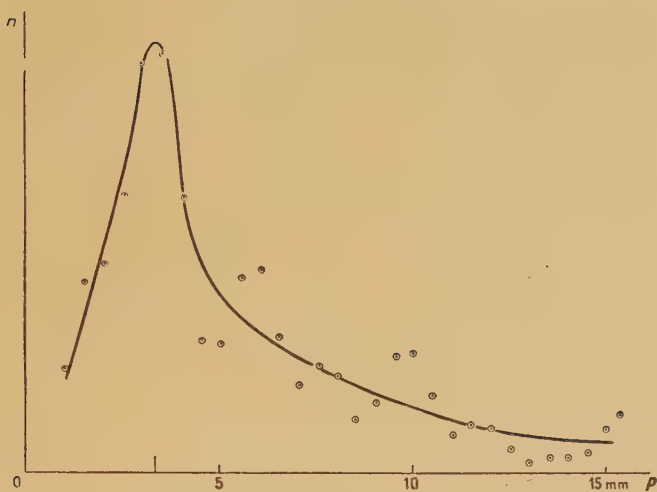


Fig. 6. — Répartition du nombre n des rayons courts en fonction de leurs parcours p .

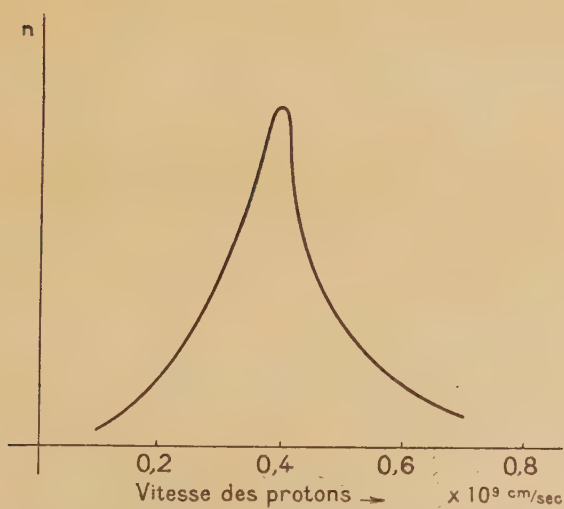


Fig. 7. — Répartition du nombre des protons lents en fonction de leurs vitesses.

forment un groupe nettement défini ⁽¹⁾, la courbe présentant un maximum très net correspondant à un parcours de 3 mm. 4.

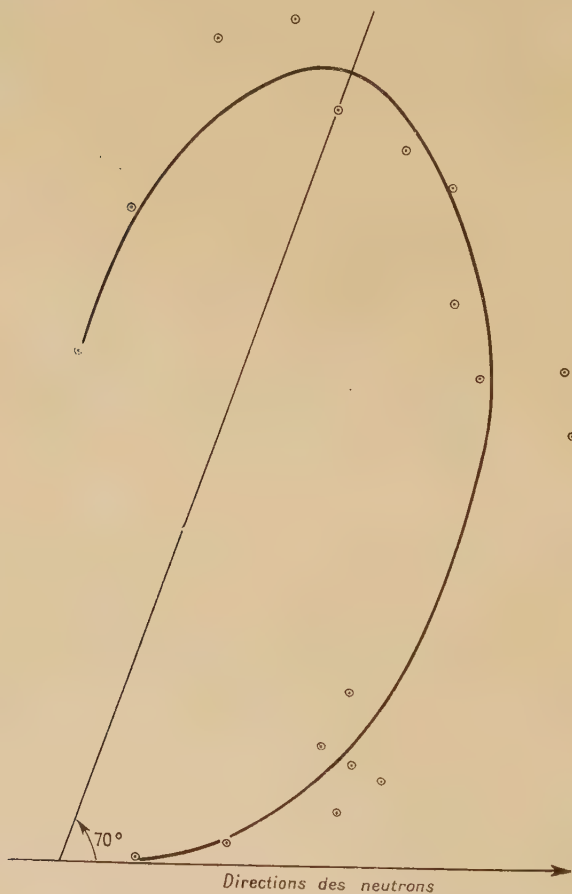


Fig. 8. — Répartition du nombre des protons lents en fonction de leurs directions d'émission.

La loi qui lie le parcours d'un proton dans l'hydrogène à sa vitesse est assez mal connue. Nous devons à l'obligeance

⁽¹⁾ P. AUGER, *Comptes Rendus*, 194, p. 877 et 195, p. 234, 1932.

du professeur Cockroft d'avoir pu utiliser les résultats de ses mesures (appendice I). Nous pouvons alors déduire de la courbe donnée (fig. 6) celle qui représente la répartition du

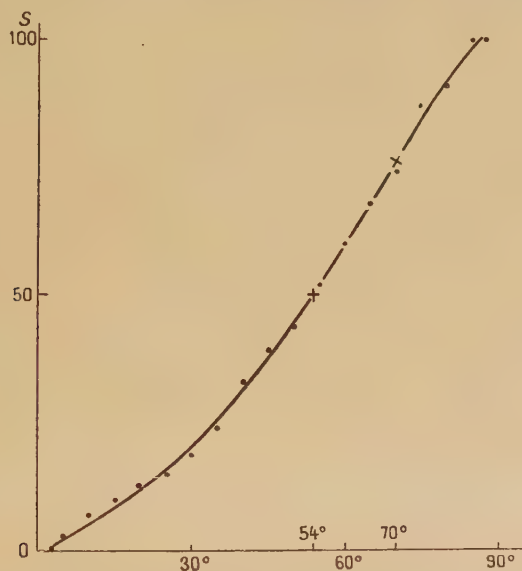


Fig. 9. — Courbe intégrale correspondant à la figure 8.

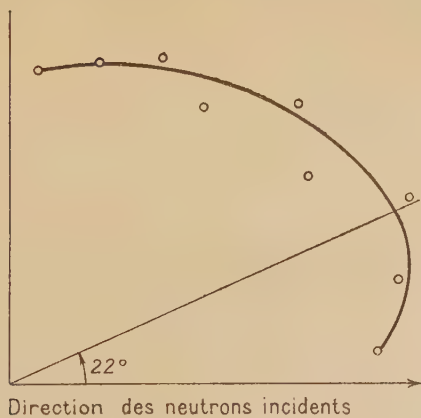


Fig. 10. — Parcours moyen des protons lents en fonction de leur angle d'émission.

nombre des rayons courts en fonction de leurs vitesses initiales (fig. 7),

Si pour les rayons émis sous un angle compris entre θ et $\theta + \Delta\theta$ on établit la courbe de répartition de leur nombre en fonction de leur parcours, on retrouve sensiblement la courbe de la figure 6, quel que soit l'angle θ , et l'intensité du maximum est proportionnelle au nombre de trajectoires comprises dans la statistique envisagée. Ce nombre varie avec θ suivant une relation que la figure 8 représente. Ici la courbe est franchement dissymétrique, le maximum correspond à 70° alors que l'angle de bipartition n'est que de 54° comme le montre la courbe intégrale de la figure 9.

Quant à la longueur moyenne des trajectoires, considérée comme fonction de l'angle d'émission θ , elle est représentée par la courbe de la figure 10, qui présente un maximum pour 22° .

Interprétation des statistiques.

Les rayons longs. — La courbe de la figure 4 peut être considérée comme représentant la probabilité p de recul sous chaque angle θ . Elle est bien représentée par la fonction ;

$$p = a \sin \theta \cos \theta$$

où a est une constante. Ce résultat, contesté par Kurie ⁽¹⁾ pour des raisons qui ne nous paraissent pas suffisantes, a été confirmé depuis notre première publication ⁽²⁾ par L. Meitner et K. Philip ⁽³⁾,

L'analogie de cette fonction avec celle que l'expérience révèle se voit bien quand on compare les courbes intégrales

⁽¹⁾ *Loc. cit.*, note (36).

⁽²⁾ P. AUGER et G. MONOD-HERZEN, *Comptes Rendus*, 196, p. 1102, 1933.

⁽³⁾ *Z. für Physik*, 87, p. 484.

qui leur correspondent, comme le montre la figure 11. Cette probabilité $p(\theta)$ est celle qui correspond au choc sans frottement de sphères parfaitement élastiques.

On démontre en mécanique ondulatoire ⁽¹⁾, qu'une loi de cette forme se rencontre dans l'étude du choc de deux particules, quelle que soit la forme du potentiel d'interaction,

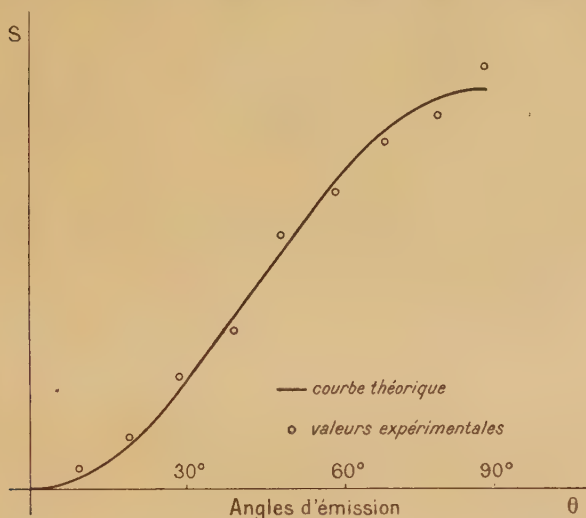


Fig. 11. — Comparaison de la théorie avec l'expérience, pour les rayons longs.

pourvu que le diamètre de la particule fixe soit petit par rapport à la longueur d'onde λ associée à la particule incidente. Dans notre cas cette condition est remplie car on a :

$$\lambda = \frac{h}{nV_n} \sim 10^{-12} \text{ cm.}$$

tandis que le diamètre du proton est de l'ordre de 10^{-13} cm. On voit que cette condition est d'autant mieux réalisée que les neutrons incidents sont plus lents.

⁽¹⁾ N. F. MOTT and H. S. W. MASSEY, *The Theory of Atomic Collisions*, Oxford, 1933.

Les rayons courts. — Pourtant l'expérience, que traduisent les figures 4 et 8, montre que la répartition des protons projetés est très différente dans les deux cas.

Il n'y a pas de trajectoires émises à 90° de la direction des neutrons incidents, donc les neutrons rapides ne subissent pas de diffusion appréciable. C'est dire que, si les trajectoires courtes que l'on observe étaient dues au choc de neutrons rapides, elles devraient être en grande majorité perpendiculaires à la direction des neutrons incidents. Or on observe des trajectoires courtes dans toutes les directions : donc elles sont dues en très grande majorité à des neutrons lents.

Le nombre des trajectoires courtes pouvant être attribuées à des neutrons rapides est assez faible pour que nous puissions ne pas en tenir compte.

Nous sommes donc amenés, par l'ensemble des faits précédents, à admettre :

1^o que le choc des protons et ses neutrons, quelle que soit la vitesse de ceux-ci, est assimilable au choc sans frottement de deux sphères parfaitement élastiques ;

2^o que les trajectoires courtes sont dues au choc de neutrons lents ;

3^o que les différences présentées par les répartitions des protons projetés par les neutrons selon la vitesse de ceux-ci proviennent de ce que les neutrons lents sont seuls à subir une diffusion importante.

Ces hypothèses nous permettent de calculer les vitesses des neutrons lents si nous connaissons leur masse.

Vitesse des neutrons lents. — Nous calculerons la vitesse de chaque neutron au moyen de la vitesse de projection du proton correspondant et celle-ci n'est connue qu'à 7 0/0 près. Nous pouvons donc admettre de ne connaître la masse du

neutron qu'avec cette même approximation et la considérer comme égale à celle du proton ⁽¹⁾.

Nous pouvons alors, de la répartition du nombre des pro-

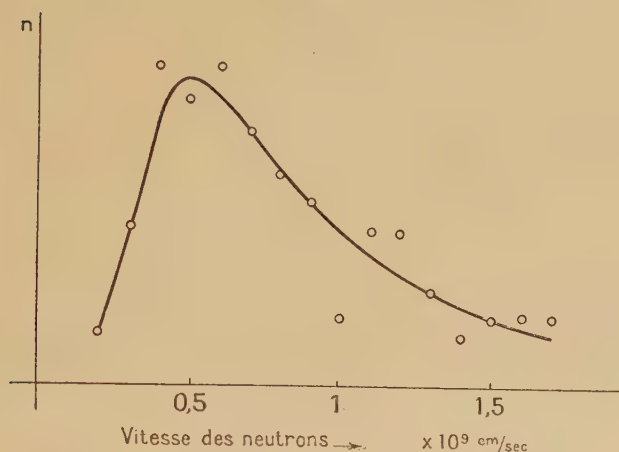


Fig. 12. — Répartition du nombre des neutrons lents en fonction de leurs vitesses.

tons projetés en fonction de leurs vitesses, déduire la répartition correspondante pour les neutrons, que représente la figure 12.

Existence d'un « groupe » de neutrons lents. — La figure 12, dont le maximum correspond à des énergies d'environ 0,125 MeV, laisse prévoir que les neutrons lents forment un groupe nettement distinct des deux groupes rapides, de 4,5 et 7,8 MeV respectivement, étudiés par F. Joliot, I. Curie et P. Savel ⁽²⁾. L'examen des constructions géomé-

⁽¹⁾ Nous verrons plus loin que l'erreur commise, la masse du proton étant 1,0072, ne dépasse en aucun cas 0,008, et que très probablement elle n'atteint que le quart de cette valeur.

⁽²⁾ *Comptes Rendus*, 194, p. 2208, 1932.

triques simples reliant les vecteurs vitesse du neutron et du proton lors de leur choc, avec nos hypothèses, montre qu'il en est bien ainsi.

Tout d'abord l'égalité de masse du neutron et du proton fait que la direction de la trajectoire de projection du proton

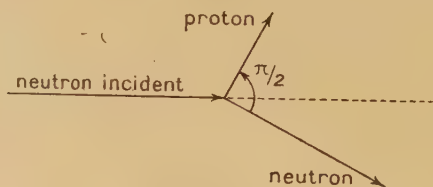


Fig. 13.

est perpendiculaire à celle du neutron après le choc (fig. 13).

Soient, figure 14, $v = OA$ la vitesse du proton, $V = AB$ celle du neutron, après le choc.

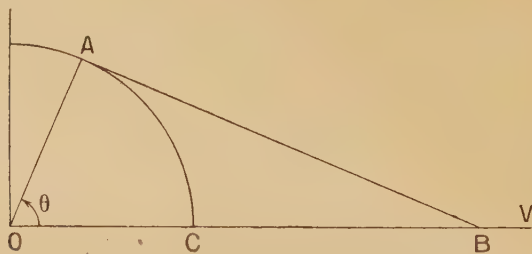


Fig. 14.

La figure montre que pour avoir le nombre total de protons projetés avec une vitesse donnée $v = OA$ on doit énumérer tous les neutrons dont les vitesses initiales V_1 sont OB telles que :

$$V_1 = \frac{v}{\cos \theta}$$

on voit que tous les neutrons dont les vitesses sont supérieures à $V_0 = OC$ devront être comptés quand θ variera

de 0 à $\frac{\pi}{2}$. Or, sur l'axe OV les vitesses du groupe lent et celle des deux groupes rapides sont très éloignées, donc, s'il existait entre eux une répartition continue des vitesses, la portion de l'axe OV la portant représenterait, malgré la faible densité de la répartition, un grand nombre de neutrons, ce qui aurait pour conséquence d'empêcher la répartition des protons en fonction de leurs vitesses, de présenter une chute rapide quand v croît au delà du maximum : des protons trop lents ne produisant pas d'ionisation appréciable, la courbe débiterait brusquement par un maximum suivi d'une descente de faible pente.

Quant aux deux groupes rapides, ils ne figurent dans la numération que pour des valeurs de θ qui, dans les conditions de nos expériences, sont supérieures à 80° . Ils s'ajoutent alors à l'action des rayons lents et déplacent le maximum de la répartition vers les grands angles. La courbe de répartition ne présente pas un relèvement notable dans cette région. On peut en conclure que l'action des rayons longs ne déforme pas de façon appréciable les répartitions et notamment celle de la figure 8.

L'origine des neutrons lents. — L'existence d'un groupe de neutrons lents montre que ceux-ci proviennent en partie de la source elle-même et ne sont pas dus seulement à des chocs inélastiques des neutrons rapides contre des noyaux atomiques lourds ⁽¹⁾, car en ce cas, il serait difficile d'admettre l'existence d'une vitesse privilégiée, indépendante de la direction, parmi les neutrons diffusés.

On peut penser observer l'effet de chocs inélastiques en faisant traverser aux neutrons de la paraffine, ce qui produit peut-être dans celle-ci une émission γ ⁽²⁾ pouvant être attribuée à une excitation des noyaux d'hydrogène par les neu-

(1) P. AUGER, *Comptes Rendus*, **196**, p. 170, 1933.

(2) D. E. LEA, *Nature*, **133**, p. 24, 1934.

trons ⁽¹⁾. Les recherches que nous avons faites en ce sens ne nous ont pas donné de résultat net, l'opacité de la paraffine pour les neutrons obligeant à des opérations excessivement longues avec la source dont nous disposions. L'effet principal de cette traversée est le ralentissement subi par une forte proportion des neutrons par suite de chocs élastiques contre les noyaux d'hydrogène.

Rôle joué par la diffusion des neutrons. — Les neutrons diffusés par choc élastique contre les noyaux atomiques des masses matérielles entourant la chambre de détente, ont des

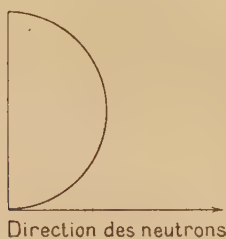


Fig. 15. — Répartition du nombre des rayons de projection dans le cas d'une diffusion uniforme seule.

vitesse dont les directions sont uniformément réparties dans l'espace. Si tous les neutrons lents produisant les trajectoires courtes, étaient dus à la diffusion, la courbe de la figure 8 serait une demi-circonférence tangente à l'origine au-dessus de l'axe d'origine des angles (figure 15), et le maximum de $n = f(\theta)$ aurait lieu pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ ce qui n'est pas. De plus, la vitesse moyenne des protons projetés serait la même quel que soit θ et la courbe de la figure 10 serait un quart de circonférence ayant l'origine pour centre, ce qui n'est pas.

Nous sommes ainsi conduits à admettre qu'à une forte

(1) P AUGER, *loc. cit.*

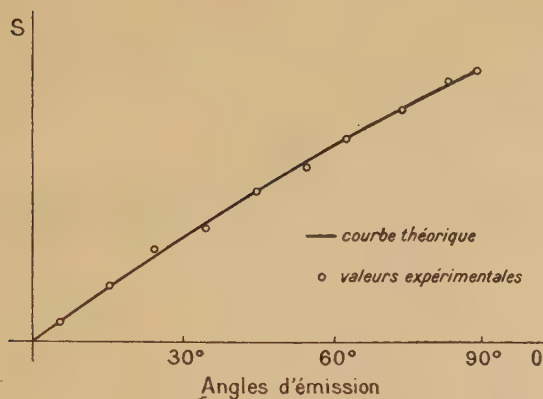


Fig. 16. — Comparaison de la théorie avec l'expérience, pour les rayons courts par intégration des valeurs données figure 10.

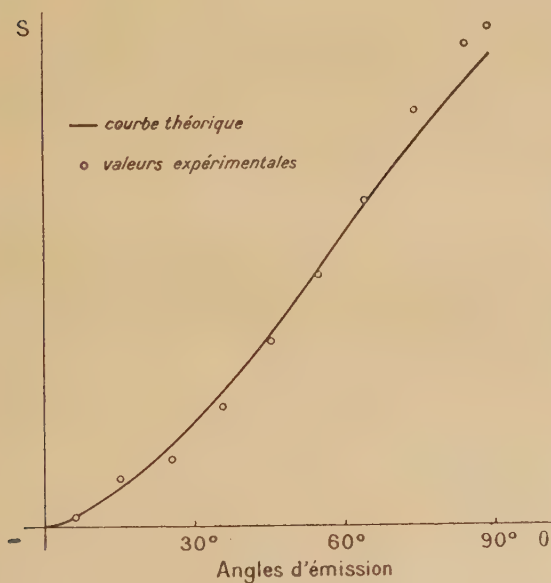


Fig. 17. — Comparaison de la théorie avec l'expérience, pour les rayons courts par intégration des valeurs données figure 8.

proportion de neutrons diffusés s'ajoutent une certaine quantité de neutrons lents provenant directement de la source, le choc de ces particules avec les protons suivant la même loi que dans le cas des neutrons rapides.

Une recherche empirique de la meilleure proportion de neutrons non diffusés, nécessaire pour rendre compte de la figure 10, conduit à la valeur de 20 o/o comme le montre la figure 6. Cette proportion étant appliquée à la répartition du nombre des rayons courts en fonction de leur angle d'émission, fournit une approximation admissible des faits expérimentaux : figure 17.

Conclusion.

Les statistiques concernant les chocs des neutrons contre les protons s'interprètent d'une manière satisfaisante si l'on admet :

1^o Que le choc des neutrons contre les protons est assimilable au choc sans frottement de deux sphères parfaitement élastiques.

2^o Que les neutrons rapides sont peu diffusés alors que les neutrons lents subissent dans les masses matérielles entourant les appareils d'observations une diffusion qui, dans les cas étudiés, se manifeste pour 80 o/o des rayons de projection.

3^o Que les sources polonium-béryllium utilisées émettent un groupe de neutrons lents.

Ces conclusions offrent une réponse aux questions posées par l'étude qualitative des faits expérimentaux à la fin du chapitre précédent.

CHAPITRE IV

La masse du neutron et les noyaux atomiques.

La masse du neutron. — Quand nous avons voulu interpréter nos statistiques, et notamment calculer les vitesses des neutrons émis par la source employée, nous avons admis que la masse du neutron était égale à celle du proton. Ce chapitre est consacré à la détermination de l'erreur commise lors du choix de cette hypothèse et aux conséquences qui s'en déduisent.

Le seul procédé de mesure de la masse du neutron qui ne fasse usage d'aucune autre hypothèse que celle du choc élastique sans frottement a été utilisée par Chadwick ⁽¹⁾ en comparant les parcours les plus longs de noyaux d'hydrogène et d'azote projetée par le choc de neutrons.

La valeur ainsi obtenue pour la masse est entachée d'une forte erreur, due à notre incertitude sur les lois liant parcours et vitesse pour les noyaux projetés, surtout en ce qui concerne l'azote.

On obtient plus de précision par l'étude des bilans énergétiques.

Les bilans énergétiques. — Soit M_0 la masse de l'atome producteur d'un neutron sous l'influence d'une particule de masse et d'énergie w_x . L'expérience de Chadwick citée au paragraphe précédent nous ayant indiqué que la masse du neutron est voisine de l'unité, nous savons quel sera

(¹) *Loc. cit.*

l'atome de masse M_1 restant après l'émission d'un neutron de masse n et d'énergie w_n ; nous pouvons écrire que l'énergie se conserve :

$$(1) \quad M_0 + \alpha + \frac{w_\alpha}{c^2} = M_1 + \frac{w_{M_1}}{c^2} + n + \frac{w_n}{c^2} + \Sigma \frac{h\nu}{c^2}.$$

Dans cette équation, M_0 , α , M_1 , et $\Sigma \frac{h\nu}{c^2}$ sont des quantités connues à l'avance ainsi que la valeur maxima de w_α , et nous connaissons w_{M_1} par l'équation exprimant la conservation de la quantité de mouvement, que l'on peut écrire, les corrections de relativité étant négligeables :

$$\alpha V_\alpha = M_1 V_1 + nV_n + \Sigma \frac{h\nu}{c}.$$

On peut, par une approximation que la suite du calcul justifiera, poser $nV_n = V_\pi$ où V_π est la vitesse maxima des protons projetés.

Réunissons alors dans le premier membre de l'équation (1) les quantités connues et posons :

$$\mu = M_0 + \alpha + \frac{w_\alpha}{c^2} - M_1 - \frac{w_{M_1}}{c^2} - \Sigma \frac{h\nu}{c^2},$$

nous obtenons :

$$(2) \quad \mu = n + \frac{w_n}{c^2}.$$

D'autre part, l'hypothèse du choc élastique fournit, quand le proton projeté a la même direction que le neutron incident :

$$\begin{cases} nV_n = nV'_n + \pi V_\pi, \\ nV_n^2 = nV'^2_n + \pi V_\pi^2, \end{cases}$$

où V_ω est la vitesse du neutron avant le choc, V'_ω sa vitesse après le choc, V_π celle du proton de projection et π la masse du proton.

De ce système et de l'équation (2) on tire :

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{\mu}{V_n \left(1 + \frac{V_n^2}{2c^2} \right)}, \\ V_n = V_\pi \frac{n + \pi}{2n}. \end{array} \right.$$

En pratique on se contente de remplacer la seconde équation par :

$$V_\omega = V_\pi$$

Approximation justifiée du fait que l'erreur ainsi commise est négligeable devant celle que comporte l'évaluation de V_π et qui atteint 7 o/o.

L'expérience donnant pour V_n des valeurs de l'ordre de 10^9 cm.-sec. — que nous pouvons d'après ce qui précède considérer comme connues à 10 o/o près — il résulte de la formule reliant n à V_n , où μ comporte une erreur de 10^{-3} , que n ne peut être connu avec une précision supérieure à deux millièmes, par la méthode que nous venons d'indiquer.

Cette erreur n'est pas la seule que cette méthode comporte en pratique, car, non seulement les masses M_0 et M_1 ne sont pas généralement connues avec une précision suffisante, mais dans la plupart des réactions qui libèrent des neutrons, ceux-ci sont accompagnés de rayonnements γ , de protons, de positons, dont les quantités, par rapport au nombre des neutrons projetés, peuvent difficilement être évaluées. Dans le cas du béryllium, le mieux connu, le rayonnement de neutrons est formé, comme nous l'avons vu, au moins de trois groupes de neutrons et d'un rayonnement γ .

Ces complexités enlèvent beaucoup de sa valeur à la méthode. Pourtant le cas du lithium paraît spécialement simple. Savel en a fait une étude soignée⁽¹⁾ d'où il résulte

(1) P. Savel, *C. R.*, 198, p. 1404, 1934.

que pour une énergie de 5 MeV des particules α , l'énergie des neutrons émis est voisine de 0,9 MeV. On en tire :

$$n = 1,008 \pm 0,002$$

Des estimations plus sûres sont dues à I. Curie et F. Joliot ⁽¹⁾ qui adoptent :

$$1,010 \pm 0,0005$$

et à J. Chadwick et M. Goldhaber ⁽²⁾ qui trouvent :

$$1,008 \pm 0,0005.$$

Les méthodes employées pour ces mesures sont complètement indépendantes : la première valeur provient de l'étude des radio-éléments artificiels et la seconde de celle de la décomposition photo-électrique du deuton.

Nous choisirons comme valeur la moyenne des deux derniers nombres, soit :

$$n = 1,009 \pm 0,001.$$

Conséquences de ce choix. — En choisissant cette valeur pour la masse du neutron, nous admettons implicitement que le neutron n'est pas dû à l'union d'un électron négatif avec un proton : en ce cas une perte de masse devrait s'observer et non une augmentation.

Pourtant, nous pourrions, dans ce qui va suivre, considérer à volonté neutron et proton comme deux corpuscules élémentaires distincts, ou voir dans le proton le résultat de l'union d'un neutron avec un positon.

Cette dernière hypothèse pose le problème des liens pouvant exister entre une particule chargée et une particule neutre, compliqué par la dissymétrie qui fait que l'on ne connaît pas de proton négatif. Il n'est pourtant pas douteux

⁽¹⁾ *Nature*, **133**, p. 721, 1934.

⁽²⁾ *Nature*, **134**, p. 237, 1934.

que neutrons et protons puissent développer entre eux des forces considérables, puisque certaines réactions nucléaires provoquent l'émission de neutrons avec des énergies voisines de 10 MeV.

Trajectoires fortuites et neutrons « cosmiques ». —

L'ordre de grandeur de ces énergies permet de faire une hypothèse à l'égard des neutrons auxquels nous attribuons les trajectoires courtes spontanées observées dans les chambres de détente en l'absence d'une source de neutrons.

Nous avons vu qu'il est peu probable que leur énergie soit d'origine gravifique. D'autre part ils ne semblent pas non plus provenir de la croûte terrestre. On pourrait admettre qu'ils proviennent du soleil. En effet, en ce cas, des réactions mettant en jeu des quantités d'énergies du même ordre que celles qui paraissent dans les réactions que nous étudions, suffiraient à donner aux neutrons la vitesse voulue. Si cela était, le nombre des trajectoires courtes spontanées devrait varier considérablement suivant que l'expérience serait faite de nuit ou de jour.

Les neutrons nucléaires. — Si nous ne connaissons pas les mécanismes énergétiques liant le neutron aux noyaux atomiques dont il fait partie ⁽¹⁾, nous pouvons néanmoins, grâce à quelques hypothèses simples, évaluer les énergies en présence. Nous admettons que les noyaux des isotopes d'un même élément dérivent du plus léger d'entre eux par adjonction de neutrons. Dès lors nous pourrions attribuer aux variations de masses présentées par les noyaux des isotopes d'un élément le sens d'une indication sur les énergies de liaison du neutron au noyau, et la comparaison de ces variations avec celles correspondant à des variations de la charge

(1) C'est à des forces analogues aux valences que l'on fait généralement appel pour expliquer cette liaison.

nucléaire, c'est-à-dire au passage d'un élément à un autre, permettront d'avoir quelques renseignements sur les rôles des charges et des masses dans l'équilibre nucléaire du noyau ⁽¹⁾.

Nous utiliserons pour cette étude les mesures publiées par Aston ⁽²⁾ et par Gamow ⁽³⁾.

Dans ce qui suit, chaque fois qu'il s'agira de valeurs moyennes, il est entendu que les nombres relatifs à l'hydrogène et à l'hélium ont été laissés de côté : il est bon de souligner que les nombres relatifs à ces deux éléments s'écartent en effet des moyennes de quantités très grandes.

Les masses isotopiques. — L'étude des spectres de masse et celle de la structure fine des spectres optiques ont permis de connaître avec une erreur relative de quelques dix-millièmes les masses d'environ quatre-vingts atomes.

De ces masses atomiques on déduit les masses nucléaires N par soustraction de la masse μ des Z électrons périphériques de l'atome. N est une fonction de deux variables : le nombre de masse M et le nombre Z des charges nucléaires. Pour les isotopes d'un même élément Z reste constant. Si l'on calcule en ce cas la variation que subit N quand M varie d'une unité, on trouve en moyenne :

$$\delta N = 0,999 \pm 0,003.$$

Si l'on admet que les isotopes d'un même élément dérivent du plus léger d'entre eux par adjonction de neutrons, ce nombre correspond à une perte de masse :

$$\Delta m_n = 0,0105,$$

⁽¹⁾ G. MONOD-HERZEN, *Comptes Rendus*, **199**, p. 45.

⁽²⁾ Mass-Spectra and Isotopes, London, 1933. *Proc. R. Soc.*, **146**, pp. 46-55. *Nature*, **133**, p. 684, 869 et **134**, p. 178.

⁽³⁾ Atomic Nuclei and Radioactivity, Oxford, 1931.

c'est-à-dire que l'énergie de liaison d'un neutron nucléaire est d'environ 10^7 MeV quelle que soit la masse du noyau auquel il s'ajoute.

L'indépendance de δN vis-à-vis de M ne permet pas de conclure que les N sont proportionnels aux M , car δN a été mesuré au moyen des isotopes d'un même élément. On le voit facilement en examinant les variations de $M-N$ en fonction de M : les points représentant les espèces nucléaires sont répartis au voisinage d'une courbe partant du voisinage de zéro, ayant un maximum près de $M = 120$ et redescendant vers zéro pour $M = 210$.

Il y a deux façons de considérer cette répartition, qui correspondent à des préoccupations théoriques différentes et conduisent à deux modes bien distincts de la représenter.

On peut faire spécialement attention à la courbe continue autour de laquelle se groupent les valeurs expérimentales, et tenter de la représenter par un contour polygonal. On obtient ainsi des valeurs approchées intéressantes ⁽¹⁾, mais qui, du point de vue théorique, ont pour conséquence nécessaire de faire varier avec M l'énergie de liaison du neutron, ce qui est contredit par les mesures.

Par contre, si l'on veut conserver cette constance de l'énergie de liaison, on est conduit à rechercher une série de droites parallèles, ayant comme pente commune cette énergie de liaison, et sur lesquelles les points représentatifs viendraient se placer. On constate qu'une telle répartition est possible avec une bonne approximation, réalisant un groupement naturel des noyaux en séries distinctes.

Les pertes de masse. — L'existence des discontinuités dont nous venons de parler est indépendante de toute théorie sur la constitution des noyaux atomiques. Mais si l'on veut pro-

⁽¹⁾ C'est une préoccupation de ce genre qui a guidé les recherches de A. JACQUEROD, *C. R.*, 198, p. 1478, 1934.

poser une interprétation physique de ce fait, cette réserve n'est plus possible.

Il faut remplacer la quantité $M-N$ qui nous a servi au paragraphe précédent, quantité non homogène puisque M est un nombre et N est une masse, par une quantité homogène.

Parmi celles que l'on peut envisager, la perte de masse est particulièrement commode en raison de son interprétation physique. Cette quantité est la différence entre la masse nucléaire N donnée par l'expérience, et la somme des masses élémentaires constituant le noyau selon une hypothèse donnée. La perte de masse d'un noyau est donc une mesure de l'énergie de liaison de ses constituants d'après une certaine hypothèse sur sa constitution.

Nous adoptons celle de Jean Perrin ⁽¹⁾ pour qui un noyau ayant M comme nombre de masse et Z comme nombre de charge est constitué de M neutrons unis à Z positons.

C'est-à-dire que l'on pourra écrire, en masses :

$$N_z^M = Mn + Z\mu - \Delta m$$

où n est la masse du neutron, μ celle du positon et Δm la perte de masse. Cette quantité ainsi définie dépend donc de l'unité choisie pour mesurer N , n et μ : pour des raisons purement pratiques nous avons suivi l'usage courant en choisissant le seizième de la masse de l'atome O_{16}^{16} ⁽²⁾.

Si l'on rapporte alors à deux axes rectangulaires les pertes de masse, portant celles-ci en abscisses et les nombres de masse en ordonnées, on constate que les points représen-

⁽¹⁾ *C. R.*, 197, p. 628, 1933.

⁽²⁾ Entre la perte de masse Δm que nous venons de définir et celle $\Delta'm$ qui correspond à l'hypothèse d'Heisenberg sur la constitution nucléaire, on a la relation :

$$\Delta'm = \Delta m - Zw_\pi$$

où w_π est la perte de masse d'un proton supposé formé d'un neutron et d'un positon.

tatifs se groupent en effet sur des droites parallèles, de telle sorte que l'on peut écrire :

$$\Delta m = 0,0108 (M - p)$$

où p est un paramètre caractérisant une série de valeurs successives de M pour tous les termes de laquelle p reste constant. On peut donc, connaissant la perte de masse de l'un des termes de la série, en déduire p et, par là, les pertes de masse des autres termes. C'est ainsi qu'a été dressé le tableau donné en appendice.

Du point de vue des variations discontinues du paramètre p , ce tableau peut se résumer de la façon suivante :

M variant de	6 à 64	75 à 93	98 à 122	124 à 138	184 à 208
Z varie de	3 à 30	33 à 41	42 à 50	52 à 56	74 à 82
p est	compris entre 2 et 3	égal à 4	égal à 7	égal à 10	compris entre 20 et 30

Le double trait vertical correspond à la région des terres rares pour laquelle aucune mesure n'a été faite.

On peut donc considérer que la propriété nucléaire dont dépend le paramètre p subit une variation brusque au voisinage des valeurs de $Z = 30, 41, \text{ et } 51$.

Essai d'interprétation. — L'énergie totale de liaison des constituants d'un noyau dépend de leurs masses, de leurs charges, de leurs spins, et aussi de leurs positions relatives. C'est-à-dire que deux noyaux à la fois isobares et isotopes peuvent ne pas avoir la même stabilité s'ils n'ont pas la même structure. L'existence d'un plomb 210 inactif, si elle se confirme, isotope et isobare du radium D radioactif, en serait la preuve.

Si nous admettons cette liaison de la stabilité avec la structure, une variation brusque du paramètre p au cours d'une variation régulière de M doit correspondre à un changement de la structure, à un passage entre un type de configuration d'équilibre et un autre.

La possibilité de s'agréger de façon stable à un noyau dépend, pour un neutron, des valeurs que cette opération fait prendre d'une part au rapport $\frac{\Delta m}{M}$ et, d'autre part, au rapport $\frac{Z}{M}$.

Il est donc naturel de voir si les discontinuités indiquées par l'étude des pertes de masse ne se retrouvent pas quand on étudie les variations du nombre d'isotopes des divers éléments.

La capacité isotopique. — Les éléments de charge Z impaire ont un petit nombre d'isotopes : 2 au plus s'ils ne sont pas radioactifs.

Les éléments de charge Z paire en ont, en général, un nombre plus grand présentant d'importantes variations avec Z .

Pour mettre en évidence les variations du nombre des isotopes tout en éliminant l'influence de la parité de Z , il est commode de construire un graphique où les ordonnées sont proportionnelles à Z tandis que les abscisses sont proportionnelles au nombre total d'espèces atomiques appartenant à quatre valeurs consécutives de Z .

C'est ce nombre que nous appelons, par brièveté : capacité isotopique. Il représente le nombre d'isotopes qu'un atome de charge voisine de Z est capable de posséder.

Le graphique de la figure 18 représente les variations de la capacité isotopique avec Z . Son allure périodique est évidente. On y voit trois parties d'allure semblable (un maximum principal et un maximum secondaire séparé par

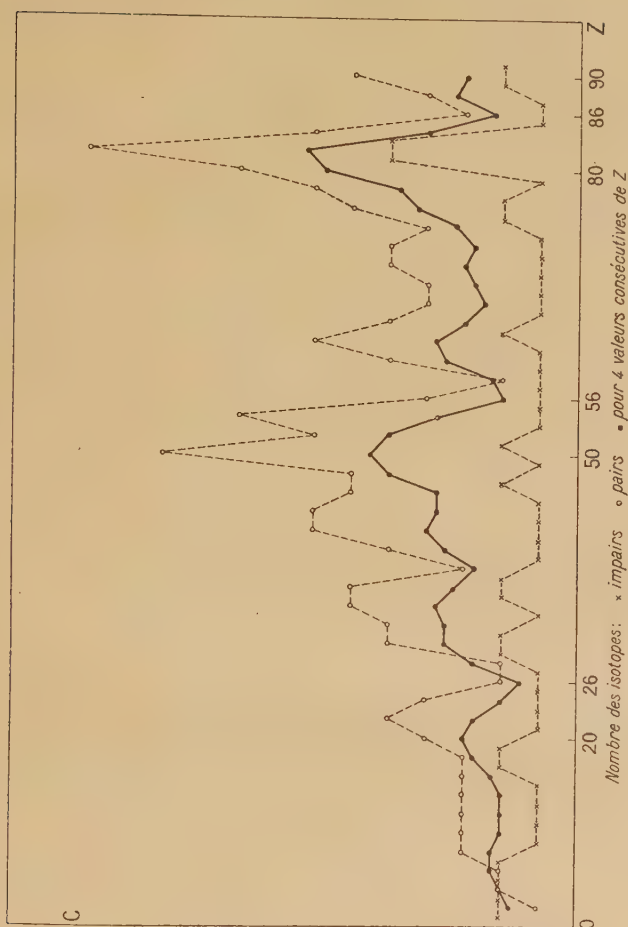


Fig. 18. — Nombre des isotopes et capacité isotopique en fonction de la charge nucléaire Z .

Les points reliés par le trait plein sont des ordonnées proportionnelles à la somme des espèces nucléaires appartenant à quatre valeurs consécutives de Z .

Le graphique a été complété en attribuant aux éléments 43, 46, 61, 77, 78, 79, 85 et 87 respectivement 1, 6, 1, 2, 7, 1, 1 et 1 isotopes, ces nombres étant les entiers les plus voisins de la moyenne des nombres correspondant aux éléments de même parité encadrant l'élément considéré.

un minimum) que séparent des minima très nets pour $Z = 26$ (Fe), 56 (Ba) et 86 (Em).

Les deux premières de ces valeurs correspondent aux discontinuités du paramètre p telles qu'elles ont été établies par l'étude des pertes de masse ⁽¹⁾.

On peut rappeler que le groupe des éléments de $Z < 30$ possède des propriétés qui le distinguent nettement des deux suivants :

D'une part les éléments qui le composent forment plus des 99 centièmes de l'écorce terrestre ⁽²⁾, tandis qu'à cette grande abondance correspond un petit nombre moyen d'isotopes : 2,1. Les éléments des deux autres groupes sont d'abondance semblable, et leurs nombres moyens d'isotopes le sont également : 3,7 et 3,6.

D'autre part c'est parmi les trente premiers éléments que se trouvent les noyaux capables de fournir, par bombardement de neutrons, des noyaux radioactifs qui ne soient pas isotopes du noyau primitif. L'uranium seul paraissant faire exception à cette règle ⁽³⁾.

Résumé. — Les éléments de charge nucléaire inférieure à 30 se distinguent des autres par :

1° Des pertes de masses dépendant de valeur du paramètre p ne dépassant pas 2,5.

2° Une faible capacité isotopique.

3° Une très grande abondance dans la croûte terrestre et dans les météorites.

Si on admet que l'abondance d'un élément varie comme sa stabilité, rapportée aux conditions cosmiques ayant présidé à sa formation, on peut conclure de ce qui précède :

(1) G. MONOD HERZEN, *Comptes rendus*, **199**, p. 859, 1934.

(2) I. et W. NODDACK, *Naturwiss.*, **18**, p. 757, 1930.

(3) FERMI, *loc. cit.*

a) Que la stabilité nucléaire décroît avec la croissance du paramètre p ;

b) Que le fait d'avoir de nombreux isotopes n'est pas lié directement à la grandeur de la stabilité d'un noyau.

On peut dire que la capacité isotopique mesure l'étendue du domaine de stabilité correspondant à une certaine valeur de Z mais non pas l'intensité des énergies de liaison qui s'y manifestent.

C'est probablement l'influence de la structure qui explique la répartition des valeurs de p dans le Tableau, tandis que la figure 18 montre que cette structure suit des lois périodiques. Des tendances analogues se montrent chez des noyaux séparés par trente unités de charge. Cette périodicité est perturbée par des conditions d'équilibre supplémentaires où les parités des charges et des masses jouent un rôle prépondérant.

On peut retrouver sur le Tableau et sur la figure 18 les groupes et les sous-groupes indiqués par divers chercheurs qui estiment que les noyaux atomiques sont formés de couches successives de neutrons et de protons, mais nous soulignons le fait que les graphiques nous ayant servi sont des expressions directes des mesures expérimentales et si nous avons cru pouvoir les lier logiquement en indiquant quelles hypothèses nous ont guidé, ils n'en restent pas moins indépendants de toute interprétation théorique.

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

Les principaux résultats de ce travail peuvent se résumer de la manière suivante :

1^o Les trajectoires de projection produites dans l'hydrogène par les neutrons de sources béryllium-polonium ont été systématiquement étudiées par la méthode des trajectoires de brouillard.

2^o Cette étude a montré qu'il est légitime d'assimiler, en première approximation, le choc neutron-proton au choc sans frottement de deux sphères parfaitement élastiques.

3^o Partant de cette première hypothèse, les statistiques relatives aux répartitions des trajectoires de projection longues et courtes ont été interprétées en admettant que :

a) La source émet des neutrons lents, formant un groupe nettement distinct du groupe rapide.

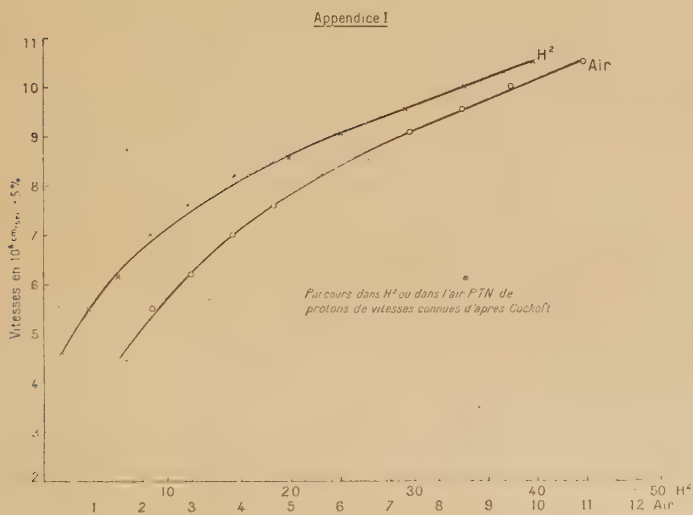
b) Les neutrons lents subissent, dans les masses matérielles entourant la chambre de détente, une diffusion très importante, alors que celle des neutrons rapides est négligeable.

4^o Le rôle joué par la masse du neutron dans les noyaux est examiné au point de vue de l'énergie de liaison nucléaire et du nombre des isotopes de chaque élément. Cette étude montre que les pertes de masse des noyaux atomiques sont liées au nombre de masse par une loi simple où figure un paramètre variant de façon discontinue ; et que les subdivisions ainsi réalisées dans la suite des noyaux atomiques coïncident avec celles qui résultent de la répartition des isotopes.

Ces résultats montrent l'existence de variations brusques dans la structure nucléaire sans faire appel à aucune hypothèse sur la nature des composants des noyaux.

APPENDICES

I. — COURBES DE COCKROFT.



Courbes expérimentales des variations de parcours des protons lents dans l'air et dans l'hydrogène en fonction de leurs vitesses, d'après Cockroft.

II. — TABLEAU DES PERTES DE MASSE

$$\Delta m = 0,0108 (M - p)$$

Z	Symbole	M	p =	Δm calculé	Δm mesuré
2	He	4	1	0,032	0,036
3	Li	2	2	0,043	0,046
		7	»	0,054	0,055
4	Be	9	2,5	0,070	0,070
5	B	10	»	0,081	0,082
		11	»	0,091	0,093
6	C	12	2	0,108	0,111
		13	»	0,120	0,120
7	N	14	2,5	0,124	0,125
		15	»	0,135	0,136
8	O	16	»	0,146	0,153
		17	»	0,157	0,159
		18	»	0,167	0,164
9	F	19	»	0,178	0,181
10	Ne	20	2,5	0,189	0,189
		22	»	0,211	0,214
14	Si	28	2	0,280	0,286
15	P	31	»	0,313	0,313
17	Cl	35	»	0,356	0,350
		37	»	0,378	0,371
18	A	36	»	0,367	0,368
		40	»	0,410	0,409
24	Cr	52	»	0,54	0,55
28	Ni	58	»	0,60	0,61
30	Zn	64	»	0,67	0,67
33	As	75	4	0,77	0,77
34	Se	78	»	0,80	0,80
		80	»	0,82	0,82
35	Br	79	»	0,81	0,82
		81	»	0,83	0,84

Z	Symbole	M	$p =$	Δm calculé	Δm mesuré
36	Kr	78	»	0,80	0,82
		80	»	0,82	0,83
		82	»	0,84	0,85
		86	»	0,88	0,89
41	Nb	93	»	0,96	0,96
42	Mo	98	7	0,98	0,98
		100	»	1,00	1,00
50	Sn	112	»	1,13	1,14
		120	»	1,22	1,22
		122	»	1,24	1,24
52	Te	126	10	1,25	1,25
		128	»	1,27	1,27
53	I	127	»	1,26	1,27
54	Xe	124	»	1,23	1,24
		126	»	1,25	1,26
		128	»	1,27	1,28
		136	»	1,36	1,35
55	Cs	133	»	1,33	1,32
56	Ba	138	»	1,38	1,39
74	Tu	184	22	1,75	1,74
75	Re	187	»	1,78	1,78
76	Os	190	»	1,81	1,81
		192	»	1,83	1,83
80	Hg	196	27	1,82	1,84
		202	»	1,89	1,89
81	Tl	203	29	1,88	1,88
		205	»	1,90	1,90
82	Pb	206	27	1,93	1,93
		208	»	1,95	1,94

Note : Pour ne pas allonger inutilement ce tableau, les séries d'isotopes formées de termes nombreux ont été réduites à trois ou quatre, les approximations relatives aux termes négligés étant aussi élevées que pour ceux qui ont été conservés.

III. — BIBLIOGRAPHIE

Cette bibliographie n'est pas complète. Son but est de fournir un instrument de travail qui permette de retrouver rapidement les publications principales. C'est pourquoi, tout en étant plus étendue que les listes semblables que nous avons pu consulter, elle néglige certains articles. Elle s'interrompt à la fin de 1934. On y trouvera toutes les publications ayant servi à rédiger l'Introduction de ce travail.

1920

- W. D. HARKINS. — *Journal of Am. Chem. Soc.*, **42**, p. 1965, cité dans The periodic system of atomic nuclei and the principle of regularity and continuity of series, du même auteur, dans *Phys. Rev.*, **38** (1931), p. 1270.
E. RUTHERFORD. — Nuclear constitution of atoms. Bakerian lecture, *Proc. Roy. Soc.*, **97**, p. 374.

1921

- J. L. GLASSON. — Attempts to detect the presence of neutrons in a discharge tube, *Phil. Mag.*, **42**, p. 596.

1930

- G. FOURNIER. — Sur une classification nucléaire des atomes en relation avec leur genèse possible et leur désintégration radioactive, *Journ. de Physique*, **7**, p. 194.
W. BOTHE und H. BECKER. — Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen, *Z. für Physik*, **66**, p. 289.

1931

- R. M. LANGER and W. ROSEN. — The Neutron, *Phys. Rev.*, **37** (15 juin), p. 1579.
W. D. HARKINS. — The periodic system of atomic nuclei and the principle of regularity and continuity of series, *Phys. Rev.*, **38** (6 août), p. 1270.

- II. BECKER und W. BOTHE. — Aufbau von Atomkernen, *Naturwiss.*, **19** (6 août), p. 753.
- J. F. CARLSON and J. R. OPPENHEIMER. — On the range of fast electrons and neutrons, *Phys. Rev.*, **38** (1^{er} novembre), p. 1787 ; **39** (29 décembre), p. 864. Voir *Ibid.*, **38**, p. 2291. une note de W. H. WATSON et F. R. FERROUX sur le premier de ces articles.
- W. D. HARKINS. — The building of atoms as related to nuclear abundance and stability, *Phys. Rev.*, **37** (28 novembre), p. 105.
- L. D. HUFF. — Neutrons and cosmic rays, *Phys. Rev.*, **38** (15 décembre), p. 2292.
- L. M. MOTT-SMITH. — On an attempt to deflect magnetically the cosmic-ray corpuscles, *Phys. Rev.*, **39** (16 décembre), p. 403.
- I. CURIE. — Sur le rayonnement γ nucléaire excité dans le glucinium et dans le lithium par les rayons α du polonium, *Comptes Rendus*, **193** (28 décembre), p. 1412.
- F. JOLIOU. — Sur l'excitation des rayons γ nucléaires du bore, Énergie quantique du rayonnement γ du polonium, *Comptes Rendus*, **193** (28 décembre), p. 1415.

1932

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.

- I. CURIE et F. JOLIOU. — Émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence des rayons γ très pénétrants, **194** (11 janvier), p. 273.
- I. CURIE et F. JOLIOU. — Effet d'absorption de rayons γ de très haute fréquence par projection de noyaux légers, **194** (22 février), p. 708.
- I. CURIE et F. JOLIOU. — Projection d'atomes par les rayons très pénétrants excités dans les noyaux légers, **194** (7 mars), p. 876.
- I. CURIE et F. JOLIOU. — Sur la nature du rayonnement pénétrant excité dans les noyaux légers par les particules α , **194** (11 avril), p. 1229.
- I. CURIE, F. JOLIOU et P. SABEL. — Quelques expériences sur les rayonnements excités par les rayons α dans les corps légers, **194** (20 juin), p. 2208.
- P. AUGER. — Sur la projection de noyaux légers par les rayonnements ultra-pénétrants de radioactivité provoquée (suivi d'une remarque de M. DE BROGLIE), **194** (7 mars), p. 877.
- P. AUGER. — Sur la radioactivité du potassium, **194** (18 avril), p. 1346.

- P. AUGER. — Émission de neutrons lents dans la radioactivité provoquée du béryllium, **195** (18 juillet), p. 234.
- F. PERRIN. — L'existence des neutrons et la constitution des noyaux atomiques, **194** (18 avril), p. 1343.
- F. PERRIN. — Émission possible de demi-hélium lors de certaines radioactivités provoquées, **194** (20 juin), p. 2211.
- F. PERRIN. — Vie moyenne des noyaux atomiques activés. Cas probables d'impossibilité d'émission γ , **195** (24 octobre), p. 775.
- G. FOURNIER. — Sur la composition des noyaux atomiques, **194** (25 avril), p. 1482.
- M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. — Sur la dispersion des neutrons du glucinium et l'existence de noyaux de recul provoqués par le lithium excité, **194** (9 mai), p. 1616.
- M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. — Sur les neutrons du bore excités par l'émanation de radium, **195** (11 juillet), p. 88.
- J. THIBAUD et F. DUPRÉ LA TOUR. — Sur le pouvoir de pénétration du rayonnement (neutrons) excité dans le béryllium par les rayons α , **194** (9 mai), p. 1647.
- J. THIBAUD et F. DUPRÉ LA TOUR. — Sur l'affaiblissement de la radiation nucléaire du glucinium dans les écrans matériels, **195** (17 octobre), p. 655.
- J. L. DESTOUCHES. — Théorie de la diffusion des neutrons, coefficient d'absorption et ionisation, **194** (30 mai), p. 1909.
- L. WERTENSTEIN. — Considérations sur les transformations radioactives, **194** (13 juin), p. 2305.
- D. SKOBELEZYN. — Sur le mécanisme des phénomènes de rayonnement ultra-pénétrant, **195** (25 juillet), p. 315.
- D. IWANENKO. — Sur la constitution des noyaux atomiques, **195** (17 août), p. 439.

Journal de Physique.

- I. CURIE et F. JOLIOT. — Preuves expérimentales de l'existence du neutron, **4**, **7** (14 novembre), p. 21.
- F. PERRIN. — L'existence des neutrons et la constitution des noyaux atomiques, *Bulletin de la Soc. Fr. de Physique* (6 mai), p. 94.
- Cités dans la bibliographie du *Journal* :
- W. SWIETOSLAWSKI. — Sur l'équilibre neutronique des éléments non radioactifs, *Acta Phys. Polonica*, **1**, p. 487.
- E. GAPON et D. IWANENKO. — Sur la détermination du nombre d'isotopes, *Phys. Z. Soviet Union*, **2**, p. 99.
- D. IWANENKO. — Neutrons et électrons nucléaires, *Phys. Z. Soviet Union*, **1**, p. 820.

Actualités Scientifiques et Industrielles.

Exposés de physique théorique :

- I. CURIE et F. JOLIOT. — L'existence du neutron, **32**, 2.
 J. L. DESTOUCHES. — État actuel de la théorie du neutron, **33**, 3.

Zeitschrift für Physik.

- W. BRAUNBECK. — Ueber Massendefekt und Bindungsenergie des Neutron, **77**, p. 534.
 W. HEISENBERG. — Ueber den Bau der Atomkerne, 1^{re} partie, **77** (7 juin), p. 1 ; 2^e partie, **78** (30 juillet), p. 156 ; 3^e partie, **80** (22 décembre), p. 587.
 L. N. GAPON. — Zur Theorie des Atomkerns, **79** (15 août), p. 676.
 F. RASETTI. — Ueber die Anregung von Neutronen in Beryllium, **78**, (21 septembre), p. 165.

Naturwissenschaften.

- F. RASETTI. — Ueber die Natur der durchdringenden Beryllium-Strahlung, **20** (1^{er} avril et 13 mai), pp. 252 et 350.
 H. BECKER und W. BOTHE. — Die γ -strahlung von Bor und Beryllium, **20** (15 avril), p. 349.
 H. BECKER und W. BOTHE. — Unterscheidung von Neutronen und- γ -strahlen, **20** (3 septembre), p. 757.
 L. MEITNER und K. PHILIPP. — Ueber die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Atomkernen, **20** (16 décembre), p. 929.
 G. KIRSCH und W. SLONEK. — Ueber die Anregung der Neutronenemission aus Beryllium, **21** (26 décembre), p. 62.

Proceedings of the Royal Society of London.

- H. C. WEBSTER. — The artificial production of nuclear γ radiation, **136** (19 janvier); p. 428.
 ***. — Discussion on the structure of atomic nuclei, **136** (28 avril), p. 735.
 J. CHADWICK. — The existence of a Neutron, **136** (10 mai), p. 692.
 P. I. DEE. — Attempts to detect the interaction of neutrons with electrons, **136** (10 mai), p. 727.
 N. FEATHER. — The collision of neutrons with nitrogen nuclei, **136** (10 mai), p. 709.

Nature.

- J. CHADWICK. — Possible existence of a neutron, **129** (17 février), p. 312.
- II. C. WEBSTER. — Possible existence of a neutron, **129** (2 mars), p. 402.
- II. S. W. MASSEY. — Passage of neutrons through matter, **129** (26 mars), p. 469 ; une correction est ajoutée le 22 avril, p. 691.
- E. RUTHERFORD. — Origin of γ -rays, **129** (26 mars), p. 457.
- J. D. COCKROFT and E. F. S. WALTON. — Disintegration of Lithium by swift protons, **129** (16 avril), p. 648.
- D. IWANENKO. — The neutron hypothesis, **129** (21 avril), p. 798.
- N. BOHR. — Properties of the neutrons, **130** (29 avril), p. 287.
- C. D. ELLIS. — Structure of atomic nuclei, **129** (7 mai), p. 674.
- I. CURIE et F. JOLIOU. — New evidence for the neutrons, **130** (25 juin), p. 57.
- J. H. BATLETT JR. — Nuclear structure, **130** (1^{er} juillet), p. 165.
- ***. — The Neutron, **130** (23 juillet), p. 140.
- N. FEATHER. — Artificial disintegration by neutrons, **130**, (28 juillet), p. 237.
- M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. — Absorption of boron neutrons by lead, **130** (13 août), p. 315.
- E. GWYNNE JONES. — Nuclear Structure, **130** (15 septembre), p. 580.
- G. GRAMOV. — Mechanism of γ -excitation by β -disintegration, **131** (1^{er} décembre), p. 57.
- W. SWIETOSLAWSKI. — Neutronic equilibrium of isotopes, **130** (24 décembre), p. 964.

Physical Review.

- R. A. MILLIKAN and C. D. ANDERSON. — Cosmic-ray energies and their bearing of the photon and neutron hypotheses, **40** (12 avril), p. 325.
- J. H. BATLETT JR. — Structure of atomic nuclei, 1^{re} partie, **41** (3 juillet), p. 370 ; 2^e partie, **42** (30 août), p. 145.
- R. F. BACHER and E. U. CONDON. — Spin of the neutron, **41** (4 août), p. 683.
- W. D. HARKINS. — The neutron, the element neutron and a nuclear exclusion principle, **42** (25 novembre), p. 914.
- E. WIGNER. — On the mass-defect of helium, **43** (10 décembre), p. 252.

1933

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.

- P. AUGER. — Sur la diffusion des neutrons. Chocs non élastiques sur les noyaux, **196** (16 janvier), p. 170.
- P. AUGER et G. MONOD-HERZEN. — Sur les chocs entre neutrons et protons, **196** (10 avril), p. 1102.
- P. AUGER et G. MONOD-HERZEN. — Sur l'émission de neutrons par l'aluminium sous l'action des particules « alpha », **196** (20 février), p. 543.
- P. AUGER et G. MONOD-HERZEN. — Sur la présence de neutrons dans le rayonnement cosmique, **197**, p. 1406 (4 décembre).
- I. CURIE et F. JOLIOT. — Sur les conditions d'émission des neutrons par action des particules α sur les éléments légers, **196** (6 février), p. 397.
- I. CURIE et F. JOLIOT. — Électrons positifs de transmutation, **196** (19 juin), p. 1885.
- I. CURIE et F. JOLIOT. — La complexité du proton et la masse du neutron, **197** (17 juillet), p. 237.
- P. SAVEL. — Sur les rayonnements excités par les rayons α dans le fluor, **196** (15 mai), p. 1482.
- W. SWIETOSLAWSKI. — Sur une interprétation des données de M. Aston, **196** (22 mai), p. 1600.
- Jean PERRIN. — Remarques au sujet des neutrons, **197** (18 septembre), p. 628.
- H. R. CRANE, C. C. LAURITSEN et A. SOLTAN. — Production artificielle de neutrons, **197** (25 septembre), p. 639.
- H. R. CRANE, C. C. LAURITSEN et A. SOLTAN. — Nouvelle source artificielle de neutrons, **197** (23 octobre), p. 913.
- W. H. ELSASSER et K. GUGGENHEIMER. — Sur les anomalies dans les proportions des éléments et sur l'origine des corps radioactifs, **197** (18 décembre), p. 1627.

Journal de Physique.

- J. SOLOMON. — Sur l'interaction entre neutrons et protons, **4, 7**, (avril), p. 210.
- I. CURIE et F. JOLIOT. — Nouvelles recherches sur l'émission des neutrons, **4, 7** (juin), p. 278.
- I. CURIE et F. JOLIOT. — Recherches sur le rayonnement ultra-pénétrant à la station scientifique du Jungfraujoch, **4, 8** (22 mai), p. 492.
- I. CURIE et F. JOLIOT. — Électrons de matérialisation et de transmutation, **4, 8** (10 juillet), p. 494.
- P. AUGER. — Les neutrons lents émis par le glucinium sous l'action des rayons α , **4, 7** (10 novembre), p. 719.

P. AUGER. — Tableau schématique des connaissances actuelles sur les rayons cosmiques, **5**, **7** (2 décembre), p. 1.

Cités dans la bibliographie du *Journal* :

G. KIRSCH et R. TRATTNER. — Désintégrations atomiques avec émission de neutrons, *Wien. Ber.*, **142**, p. 71.

F. RIEDER. — Recherches, à l'aide de la méthode de Wilson, sur l'émission de neutrons par le glucinium et la désintégration atomique par neutrons, *Wien. Ber.*, **142**, p. 169.

W. SLONEK. — Sur l'excitation d'émission de neutrons du glucinium et du bore par des particules α , *Wien. Ber.*, **142**, p. 185.

G. KIRSCH et H. WAMBACHER. — Sur la vitesse des neutrons produits par le glucinium, *Wien. Ber.*, **142**, p. 241.

Actualités Scientifiques et Industrielles.

Exposés de physique atomique expérimentale :

L. LEPRINCE-RINGUET. — Les transmutations artificielles, **55**.

Zeitschrift für Physik.

S. FLÜGGE. — Ein wellenmechanisches Modell des Neutrons, **81** (22 janvier), p. 491.

E. MAJORANA. — Ueber die Kerntheorie, **82** (3 mars), p. 137.

W. WESSEL. — Ueber die Elektronenspin und die Theorie des Neutrons, **82** (28 février), p. 415.

B. VENKATESACHAR et F. S. SUBARAYA. — Neutronen und magnetische Kernmomente, **85** (20 juin), p. 264.

R. FÜRTH. — Einige Bemerkungen zum Problem der Neutronen und Positiven Elektronen, **85** (26 juillet), p. 294.

G. BERNARDINI. — Ueber die Anregung der Neutronen in Beryllium, **85** (9 août), p. 555.

L. MEITNER und K. PHILIP. — Weitere Versuche mit Neutronen, **87** (12 décembre), p. 484.

Die Naturwissenschaften.

G. KIRSCH. — Atomzertrümmerung und Neutronenemission, **21** (2 avril), p. 332.

W. D. HARKINS. — Neutron und Neutron, das Element mit der Ordnungszahl Null, **21** (4 août), p. 575.

W. BOTHE. — Das Neutron und das Positron, **21** (24 novembre), p. 825.

Proceedings of the Royal Society of London.

- J. CHADWICK. — The Neutron, *Bakerian Lecture*, **142** (25 mai), p. 1.
- L. E. OLIPHANT, B. B. KINSEY and E. RUTHERFORD. — The transmutation of lithium by protons and by ions of the heavy isotope of hydrogen, **142** (1^{er} août), p. 722.
- N. FEATHER. — Collisions of neutrons with light nuclei II, **142** (4 octobre), p. 689. La 1^{re} partie est parue en 1932, **136**, p. 709.

Nature.

- Th. SEXL. — Spin and statistics of the neutron, **132** (20 juin), p. 174.
- ***. — Heavy hydrogen and heavy water, **132** (7 octobre), p. 536.

Physical Review.

- A. LANDÉ. — Neutrons in the nucleus, 1^{re} partie, **43** (21 janvier), p. 620 ; 2^e partie, **43** (10 février), p. 624.
- J. R. DUNNING and G. B. PEGRAM. — Scattering and absorption of neutrons, **43** (6 mars), p. 497.
- F. N. D. KURIE. — The collisions of neutrons with protons, **43** (4 avril), p. 672 ; **44** (17 juillet), p. 463.
- F. W. BONNER. — Ionisation of gases at high pressures, **43** (10 avril), p. 871.
- F. W. BONNER. — Dependence of the absorption of neutrons on their velocity, **44** (20 juin), p. 235.
- I. I. RABI. — The effective neutron collision radius, **43** (3 mai), p. 838.
- C. ECKART. — A comparison of the nuclear theories of Heisenberg and Wigner, **44** (17 mai), p. 109.
- J. R. DUNNING and G. B. PEGRAM. — On the neutrons from a beryllium-radon source, **44** (juin), p. 317.
- C. O. LAWRENCE, M. S. LIVINGSTON and G. N. LEWIS. — The emission of protons from various targets bombarded with deutons of high speed, **44** (10 juin), p. 56.
- C. O. LAWRENCE, M. S. LIVINGSTON, G. N. LEWIS and M. C. HENDERSON. — Neutrons from deutons and the masse of neutron, **44** (7 octobre), p. 781.
- C. O. LAWRENCE, M. S. LIVINGSTON, G. N. LEWIS and M. C. HENDERSON. — Neutrons from beryllium bombarded by deutons, **44** (7 octobre), p. 782.
- W. D. HARKINS, D. M. GENS and H. W. NEWSON. — Disintegration of neon nuclei by fast neutrons, **44** (29 juin), p. 236.

- G. L. LOCHER. — Neutrons from cosmic-ray stösse, **44** (7 octobre), p. 779.
- H. R. CRANE and C. C. LAURITSEN. — On the production of neutrons by lithium, **44** (14 octobre), p. 783.
- T. W. BONNER. — Collisions of neutrons with atomic nuclei, **45** (9 décembre), p. 601.

1934

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.

- P. AUGER. — Sur les rayons « gamma » produits par le passage des neutrons à travers les substances hydrogénées, **198** (22 janvier), p. 365.
- P. SAVEL. — Sur le rayonnement complexe excité dans l'aluminium par les particules α , **198** (22 janvier), p. 368.
- P. SAVEL. — Sur le rayonnement complexe excité dans les corps légers par les particules α , **198** (16 avril), p. 1404.
- W. M. ELSASSER. — Équations du mouvement d'un neutron, **198** (29 janvier), p. 441.
- W. M. ELSASSER. — Énergie de liaison dans les familles radioactives de l'uranium-radium et du thorium, **199** (2 juillet), p. 46.
- W. M. ELSASSER. — Constitution des particules élémentaires et forces nucléaires, **199** (26 novembre), p. 1213.
- W. M. ELSASSER. — Forces et liaisons nucléaires, **199** (10 décembre), p. 1406.
- G. PÉTIAU. — Sur la représentation des transformations nucléaires, **198** (5 février), p. 564.
- G. PÉTIAU. — Sur les séries radioactives et la classification des éléments légers, **198** (4 avril), p. 1320.
- A. JACQUEROD. — Sur le classement des masses atomiques, **198** (23 avril), p. 1478.
- I. CURIE, F. JOLIOT et P. PREISWERK. — Radioéléments créés par bombardement de neutrons. Nouveau type de radioactivité, **198** (11 juin), p. 2089.
- WENLI YEH. — Sur la fréquence du nombre d'isotopes des éléments chimiques, **199** (18 juin), p. 62.
- WENLI YEH. — Nouvelle preuve expérimentale des couches de neutrons dans les noyaux, **199** (12 novembre), p. 1209.
- WENLI YEH. — Sur la radioactivité induite par des neutrons, **199** (3 décembre), p. 1404.
- G. MONOD-HERZEN. — Sur l'énergie de liaison, la masse du neutron et le groupement des noyaux atomiques, **199** (2 juillet), p. 45.

- G. MONOD-HERZEN. — Une propriété périodique des noyaux atomiques, **199** (22 octobre), p. 859.
 W. GENTNER. — Sur la désintégration du béryllium par les rayons γ , **199** (28 novembre), p. 1211.

Journal de Physique.

- K. GUGGENHEIMER. — Remarques sur la constitution des noyaux atomiques, **1**, **5** (9 mai), p. 253 ; **2**, **5** (9 juillet), p. 475.
 W. M. ELSASSER. — Sur le principe de Pauli dans les noyaux, **2**, **5** (25 mai), p. 389 ; **3**, **5** (31 octobre), p. 635.
 L. WINAND. — Détermination de l'énergie cinétique maximum de neutrons émis par le glucinium bombardé par les rayons α du polonium, **5** (15 octobre), p. 597.

Actualités Scientifiques et Industrielles.

Exposés de chimie-physique :

- E. DARMOIS. — Le deuthérium ou hydrogène lourd, **121**, p. 1.
 BLACKETT. — Le rayonnement cosmique.

Proceedings of the Royal Society of London.

- G. TEMPLE. — The quantum theory of the neutron, **145** (20 janvier), p. 344.
 E. FERNIS, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI and E. SEGRÈ. — Artificial radioactivity produced by neutron bombardement, **146** (25 juillet), p. 483.

Philosophical Magazine.

- M. J. WALKE. — The structure of atomic nuclei, **18** (juillet), p. 129.

Nature.

- D. E. LEA. — Combination of proton and neutron, **133** (6 janvier), p. 24.
 H. S. W. MASSEY and G. B. O. MOHR. — Radiative collisions of neutrons and protons, **133** (18 janvier), p. 211.
 M. L. OLIPHANT, P. HARTEK and E. RUTHERFORD. — Transmutation effects observed with heavy hydrogen, **133** (9 mars), p. 413.
 M. L. OLIPHANT, E. S. SHIRE and B. M. CROWTHER. — Disintegration of the separated isotopes of Lithium by protons and by heavy hydrogen, **133** (10 mars), p. 377.

- P. I. DEE. — Disintegration of the diplon, **133** (14 avril), p. 564.
- I. CURIE and F. JOLIOT. — Mass of the neutron, **133** (12 mai), p. 721.
- G. GAMOV. — Modern ideas on nuclear constitution, **133** (19 mai), p. 744.
- I. TAMINO. — Exchange forces between neutrons and protons and Fermi's theory, **133** (30 juin), p. 981.
- D. IWANENKO. — Interaction of neutrons and protons, **133** (30 juin), p. 981.
- T. BJERGE and C. H. WESTCOTT. — Radioactivity induced by bombardment with neutrons, **134** (21 juillet), p. 177.
- J. CHADWICK and M. GOLDHABER. — A nuclear photo-effect : disintegration of the diplon by γ -rays, **134** (18 août), p. 237.
- F. H. NEWMAN and H. J. WATKINS. — Induced radioactivity, **134** (5 septembre), p. 537.
- G. GUÉBEN. — Nuclear structure and excited radioactivity, **134** (15 septembre), p. 626.
- L. SZILARD and F. A. CHALMERS. — Detection of neutrons liberated from beryllium by γ -rays : a new technique for inducing radioactivity, **134** (17 septembre), p. 494.
- H. J. WATKINS. — Annihilation radiation from paraffin bombarded with neutrons, **134** (29 septembre), p. 495.
- W. D. HARKINS and D. M. GANS. — The mass of the neutron, **134** (23 octobre), p. 968.
- Z. OLLANO. — Secondary emission from elements bombarded with neutrons, **134** (27 octobre), p. 735.
- A. BRASCH, F. LANGE, A. WALY, T. E. BANKS, T. A. CHALMERS, L. SZILARD and F. L. HOPWOOD. — Liberation of neutrons from beryllium by X-rays : radioactivity induced by means of electron tubes, **134** (26 novembre), p. 880.
- M. DANYZ, J. ROTBLAT, L. WERDENSTEIN, M. ZYW. — Experiments on the Fermi-effect, **134** (1^{er} décembre), p. 970.

Physical Review.

- E. D. EASTMAN. — Energy and stability related to composition of atomic nuclei, **46** (2 mai), p. 1.
- G. N. LEWIS, M. S. LIVINGSTON, M. C. HENDERSON and E. O. LAWRENCE. — The disintegration of deuterons by high speed protons and the instability of the deuteron, **45** (3 janvier), p. 242.
- R. LADENBURG. — The mass of the neutron and the stability of the heavy-hydrogen, **45** (15 janvier), p. 224.
- H. R. CRANE and C. C. LAURITSEN. — Disintegration of beryllium by deuterons, **45** (17 janvier), p. 226.

- H. R. CRANE and C. C. LAURITSEN. — Transmutation of lithium by deutons and its bearing on the mass of neutron, **45** (24 mars), p. 550.
- J. R. DUNNING. — The emission and scattering of neutrons, **45** (5 mars), p. 586.
- J. R. DUNNING and G. B. PEGRAM. — The scattering of neutrons by H_2O , $H_2^{18}O$, paraffin, Li, B, and C and the production of radioactive nuclei by neutrons found by Fermi, **45** (26-28 avril), p. 768.
- T. W. BONNER. — Emission of neutrons from fluorine and beryllium, **45** (19 février), p. 425.
- T. W. BONNER and L. M. MOTH-SMITH. — The energy spectra of the neutrons from the disintegration of fluorine, boron and beryllium by alpha-particles, **46** (12 juin), p. 258.
- F. N. D. KURIE. — A new mode of disintegration induced by neutrons, **45** (31 mai), p. 904.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften.

- R. FLEISCHMANN und W. BOTHE. — Künstliche Kern- γ -strahlen, Neutronen, Positronen, 13^e Band, p. 1.

Zeitschrift für Physik.

- E. FERMI. — Versuch einer Theorie der β -strahlen, I, **86** (16 janvier), p. 161.
- H. SCHÜLER. — Ueber die Darstellung der Kernmomente der Atome durch Kernvectoren, **88** (3 février), p. 323.
- G. GAMOW. — Empirische Stabilitätsgrenzen von Atomkernen, **89** (14 mai), p. 592.

Die Naturwissenschaften.

- L. MEITNER. — Ueber die von I. Curie und F. Joliot entdeckte künstliche Radioaktivität, **22** (23 février), p. 172.
- R. FLEISCHMANN. — Eine γ -strahlung künstlich radioaktiver Elemente, **22** (14 mai), p. 434.
- L. MEITNER. — Atomkern und periodisches System der Elemente, **22** (11 septembre), p. 733.
- A. BRASCH, L. LANGE, A. WALY, T. E. BANKS, T. A. CHALMERS, L. SZILARD und F. L. HOPWOOD. — Auslösung von Neutronen aus Beryllium durch harte Röntgenstrahlen. Erzeugung radioaktiver Elemente, **22** (26 novembre), p. 839.

Il Nuovo Cimento.

- G. C. WICK. — Sulle proprietà della materia nucleare, **11** (avril), p. 227.
- L. EMO. — Contributo sull'eccitazione dei neutroni nel berillio, **11** (juin), p. 357.
- E. FERMI. — Radioattività prodotta da bombardamento di neutroni, **11** (juillet), p. 429.
- E. AMALDI, F. RASETTI et E. SEGRÈ. — Nuovi radioelementi prodotti con bombardamento di neutroni, **11** (juillet), p. 442.
- E. AMALTI et E. SEGRÈ. — Segno ed energie degli elettroni emessi da elementi attivati con neutroni, **11** (juillet), p. 452.
- A. DRIGO. — Sulla radioattività provocata, **11** (juillet), p. 482.
- A. CARRELLI. — Sopra alcune regolarità esistenti fra gli isotopi, **11** (août-septembre-octobre), p. 542.
-

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION. — Historique de la découverte des neutrons et de leurs principales propriétés	1
Sujet et But du travail.....	12
CHAPITRE I. — Méthode et Appareillage.....	13
CHAPITRE II. — Les Phénomènes observés.....	18
CHAPITRE III. — Les Statistiques et leurs interprétations	22
CHAPITRE IV. — La masse du neutron et son rôle dans le noyau atomique.....	37
APPENDICES. — a) Courbes de Cockroft.....	51
b) Tableau des pertes de masse....	52
c) Bibliographie	54

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Le microscope à électrons.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 7 Mars 1933.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY

